

Elementare Theorie der Elektronenstrahlerzeugung mit Triodensystemen.

I. Eigenschaften des statischen Feldes der gebräuchlichen Strahlsysteme.

Von M. PLOKE, Stuttgart.

(Mitteilung aus dem vakuumtechnischen Laboratorium der Zeiß Ikon A. G., Stuttgart.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 17. Juli 1951)

1. Einleitung.

In BRAUNschen Röhren, Fernsehröhren, Elektronmikroskopen und anderen Elektronengeräten [1], verwendet man heute Strahlsysteme von der in Abb. 1 dargestellten Art. Es handelt sich um Triodensysteme, die aus einer Glühkathode und zwei Lochbenedelektroden, der sog. WEHNELT-Elektrode und Anode bestehen. Letztere ist gelegentlich auch als Lochbenedelektrode ausgebildet. Als Glühkathode benutzt man häufig eine indirekt geheizte Nickelkappe, eine ebene Stirnfläche mit einem Oxydbelag (System A in Abb. 1), oder eine direkt geheizte Haarnadelkathode aus Wolfram bzw. einen nadelförmig gebogenen Platinnickeldraht mit Oxydbedeckten Kugel aus dem gleichen Material (System B). Beide Strahlsysteme liefern nach Anlegen der Betriebsspannungen im Hochvakuum ein Elektronenbündel, dessen Querschnitt mit zunehmender Entfernung von der Kathode ein Minimum durch-

läuft. Der kleinste Querschnitt des Bündels, der viel als Elektronenbrennfleck bezeichnet wird, wird in den BRAUNschen Röhren durch eine Elektronenoptik, bestehend aus einer Konzentrationsspule, auf dem Leuchtschirm bildet und dort als feiner Leuchtfleck sichtbar gemacht (vgl. Abb. 1). Die Stromstärke und die Gestalt des Elektronenbündels kann durch die Vorspannung der WEHNELT-Elektrode gegenüber der Kathode, die WEHNELT-Spannung, in weiten Grenzen verändert werden. Bei dem Steuervorgang wirken die elektrischen Kraftlinien wie eine veränderliche elektrische Linse auf die Kathode ein und geben je nach der WEHNELT-Spannung ein verschieden großes Brennfeld für die Elektronenemission frei. Die Untersuchung dieses „Kathodenfeldes“ ist ein Ziel der gegenwärtigen Arbeit. Darüber hinaus werden geeignete Ausdrücke für das Achsenpotential der Triodensysteme abgeleitet. Auf Grund dieser Untersuchungen ist es möglich, konkrete Aussagen über die Eigenschaften des Elektronenbündels zu machen, worüber in der Folgearbeit berichtet wird.

Die Entwicklung der Strahlsysteme ist heute im wesentlichen abgeschlossen¹, und man ist in der Lage, Triodensysteme mit vorherbestimmten Eigenschaften in genügender Menge zu produzieren. Unterlagen für die Dimensionierung wurden aber bisher nur für einen beschränkten Bereich der Betriebsparameter veröffentlicht [3], [6], [8], [15]. Insbesondere ist noch wenig bekannt, wie sich die Eigenschaften eines Elektronenbündels ändern, wenn die Abmessungen des Strahlsystems und die angelegten Spannungen variiert werden. Zum Teil ist dies dadurch begründet, daß experi-

mentelle Untersuchungen an Strahlsystemen wegen der Empfindlichkeit der Oxydkathode gegenüber etwa vorhandenen Restgasen die Herstellung abgeschmolzener Versuchsröhren erforderlich machen, die mit erheblichen Kosten verbunden ist. Bei der Verwendung einer Oxydkathode muß überdies mit einer Streuung der Meßergebnisse gerechnet werden. Daher ist es verständlich, daß immer wieder der Wunsch nach einer Weiterentwicklung der Theorie als Grundlage für etwaige experimentelle Untersuchungen geäußert wurde [4].

Die konsequente Durchführung einer Theorie der Strahlsysteme setzt nun stets die Lösung des Potential-

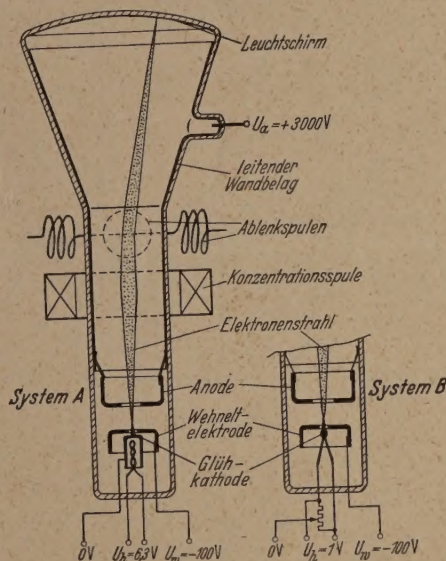


Abb. 1. Strahlsysteme in BRAUNschen Röhren. Indirekt geheizte Kappenkathode bei System A, direkt geheizte Haarnadel- oder Kugelnkathode bei System B.

mentelle Untersuchungen an Strahlsystemen wegen der Empfindlichkeit der Oxydkathode gegenüber etwa vorhandenen Restgasen die Herstellung abgeschmolzener Versuchsröhren erforderlich machen, die mit erheblichen Kosten verbunden ist. Bei der Verwendung einer Oxydkathode muß überdies mit einer Streuung der Meßergebnisse gerechnet werden. Daher ist es verständlich, daß immer wieder der Wunsch nach einer Weiterentwicklung der Theorie als Grundlage für etwaige experimentelle Untersuchungen geäußert wurde [4]. Die konsequente Durchführung einer Theorie der Strahlsysteme setzt nun stets die Lösung des Potential-

problems voraus. Wegen der hierbei auftretenden mathematischen Schwierigkeiten wurde diese Aufgabe bisher nur für Sonderfälle in Angriff genommen. H. W. PAEHR [5] stilisierte die WEHNELT-Elektrode des Systems A als Kreisring und gewann, ausgehend von dem bekannten Feld des Kreisringes, einige Formeln für die Stromstärke und spezielle Systemeigenschaften, die experimentell bestätigt wurden. Später beschäftigte sich E. GUNDELT [6] mit dem Feld einer Lochblende und erhielt eine für große Abstände der WEHNELT-Elektrode von der Kathode gültige Lösung der Potentialgleichung, die er ebenfalls zur Berechnung der Stromstärke und spezieller Daten des Strahlsystems A verwendete. Da sich seine Rechnung auf ein System mit Lochscheibenelektroden bezieht, entspricht sie bereits den praktischen Erfordernissen. Es ist jedoch notwendig, die Theorie in Richtung auf

¹ Abgesehen von Sonderlösungen, z. B. dem „Fernfokus“ von K. H. STEIGERWALD: Optik 5, 469 (1949).

kleine WEHNELT-Abstände hin unter Berücksichtigung der Raumladung weiter auszubauen. Eine etwa gleich-

Bezüglich System *B* sei u. a. auf die Messung von J. DOSSE [8] und B. v. BORRIES [9] hingewiesen. In Sonderfällen ist es dem System *A* überlegen, in einer neueren Arbeit [10] betont wird. Aus diesem Grunde soll System *B* in die Untersuchung einbezogen werden.

2. Das Kathodenfeld.

Unter normalen Betriebsbedingungen bildet sich in der Nähe der Kathode der Triodensysteme eine Potential singularität heraus, die von der Formgebung der Kathoden weitgehend unabhängig ist. Diesen hier als Kathodenfeld bezeichneten Teil des Potentialfeldes finden wir aus der bekannten Reihenentwicklung des rotationssymmetrischen Potentials [11]

$$\varphi(r, z) = \Phi'_0 z + \frac{1}{6} \Phi'''_0 z \left(z^2 - \frac{3}{2} r^2 \right) + \frac{1}{120} \Phi^{(V)}_0 z \left(z^4 - 5 r^2 z^2 + \frac{15}{8} r^4 \right) + \dots$$

wenn wir die Kathode mit dem Potential $\varphi = 0$ als endlich ausgedehnte Ebene $z = 0$ eines Zylinderkoordinatensystems r, z einführen. Die Ausdrücke Φ'_0 , $\Phi^{(V)}_0$ bedeuten hier die erste, dritte und fünfte Ableitung des Potentials $\Phi(z)$ auf der Symmetrieachse für $z = 0$. Der Gradient des Potentials auf der Kathodenfläche wird

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} = \Phi'_0 - \frac{1}{4} \Phi'''_0 r^2 \left(1 - \frac{1}{16} \frac{\Phi^{(V)}_0}{\Phi'''_0} r^2 + \dots \right)$$

Beschränken wir uns nun auf Entfernungen

$$r^2 \ll 16 \left| \Phi'''_0 / \Phi^{(V)}_0 \right| \quad \text{und} \quad z^2 \ll 16 \left| \Phi'''_0 / \Phi^{(V)}_0 \right|$$

von der Kathodenmitte, so können die Glieder fünfter Ordnung vernachlässigt werden, und es ergibt sich für die Abkürzung

$$r_0 = 2 \sqrt{\Phi'_0 / \Phi'''_0}$$

für das Potential des Kathodenfeldes der Ausdruck

$$\varphi(r, z) = \Phi'_0 z \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{z}{r_0} \right)^2 \right].$$

Entsprechend findet man für den Gradienten auf der Kathodenfläche

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} = \Phi'_0 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right].$$

Die gebräuchlichen Strahlsysteme haben nun die Eigenschaft, daß unter Betriebsverhältnissen $\Phi'''_0 > 0$ ist. Je nach dem Vorzeichen von Φ'_0 ergeben sich verschiedene Feldtypen (Abb. 2a–c).

a) $\Phi'_0 > 0$, Abb. 2a. Dann ist r_0 reell und definiert den Radius des emittierenden Gebietes; denn die Gl. (3) ist für $r < r_0$ der Gradient positiv, so daß die Kathode emittierte Elektronen durch das Feld abgesaugt werden. Für $r > r_0$ ist der Gradient negativ und verhindert das Austreten langsamer Elektronen aus der Kathode.

b) $\Phi'_0 = 0$, Abb. 2b. Verschwindet die Feldstärke in der Kathodenmitte, so schrumpft das emittierende Gebiet auf einen Punkt zusammen. Dieser Fall kennzeichnet den Zustand beginnender Elektronenemission (sog. Einsatzzustand).

c) $\Phi'_0 < 0$, Abb. 2c. Der Gradient ist auf der gesamten Kathodenfläche negativ, r_0 ist dann imaginär. Vor der Kathode besitzt das Potentialfeld einen Sattelpunkt mit negativem Potential. Unter diesen

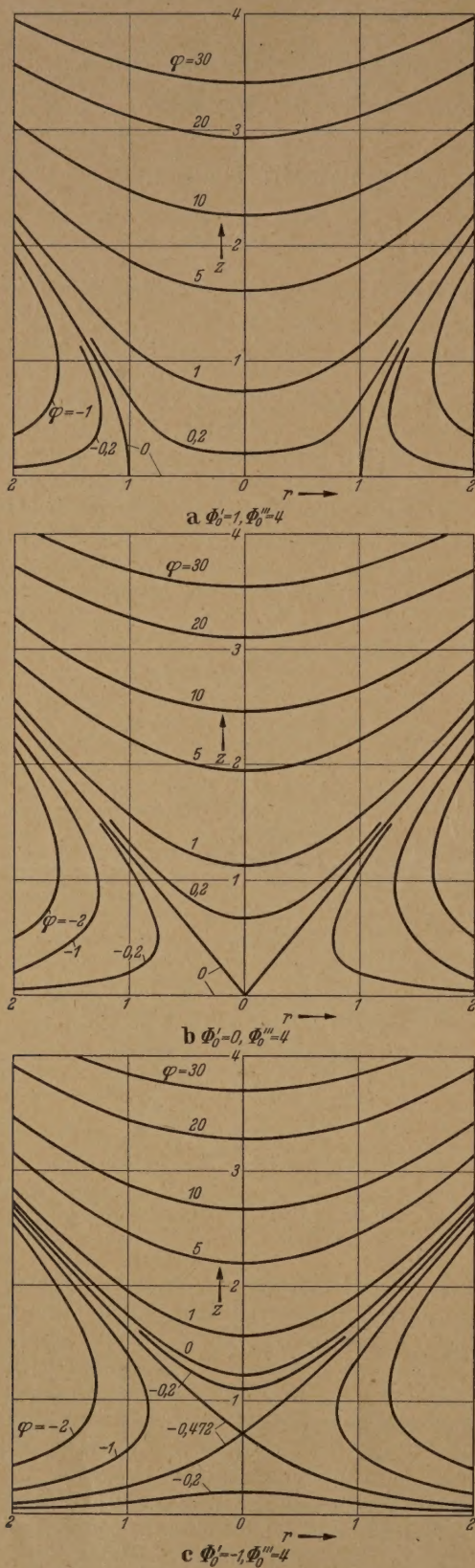


Abb. 2. Das Kathodenfeld.

zeitig entstandene Arbeit des Verfassers [7] behandelt die Feldausbildung in der Nähe der Kathode und bildet den Ausgangspunkt für die vorliegende Untersuchung.

en kehren etwa emittierte, langsame Elektronen Kathode zurück.

von praktischer Bedeutung ist vor allem der Fall α , immer dann vorliegt, wenn ein gerichtetes Elektronenbündel entsteht. Voraussetzung für die Gültigkeit der Reihenentwicklung ist, daß die Glieder fünfter Ordnung vernachlässigt werden können, was für

$$r_0^2 \ll 16 |\Phi_0''' / \Phi_0''| \quad (4)$$

all ist. Wie aus Gl. (2) ersichtlich ist, spielt im Potentialfeld r_0 die Rolle einer geometrischen und die einer elektrischen Maßstabskonstanten.

3. Die Konstanten des Kathodenfeldes.

Wir gehen nun dazu über, die Größen Φ_0' und r_0 in Funktion der Abmessungen des Strahlsystems und Elektrodenpotentiale darzustellen. Zu diesem Zweck nehmen wir an, daß das Potentialproblem behandelbar sei und daß das Achsenpotential $\Phi(z)$ des Strahlsystems in expliziter Form vorliege. Um einen konkreten Fall vor Augen zu haben, legen wir der Betrachtung das in Abb. 3a dargestellte System zugrunde. Es handelt sich um das Triodensystem A mit ebener Kathode (vgl. auch Abb. 1). Das emittierende Gebiet der Kathode ist ein Kreis mit dem Radius r_0 , der senkrecht in die Kathodenfläche einmündet. Die Nullpotentialfläche ausgeblendet wird. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß das Kathodenfeld auf Elektronen eine sammelnde Wirkung ausübt. Derartige Feldverhältnisse bilden sich aus, wenn die WEHNELT-Elektrode gegenüber der Kathode ein negatives Potential $\Phi = U_w$ besitzt, das Anodenpotential $\Phi = U_a$. Abb. 3b zeigt schematisch den Verlauf des Achsenpotentials, das an drei Stellen einen linearen Verlauf aufweist: a) Vor der Kathode ($\Phi_0' = \bar{E}_0$), b) im Raum zwischen WEHNELT-Elektrode und Anode ($\Phi' = \bar{E}_a$), c) jenseits der Anode (U_a , $\Phi' = 0$). Hierbei bedeuten \bar{E}_0 und \bar{E}_a die Größe der Achsenfeldstärke im Kathoden- bzw. Anodenraum. In Abb. 3b ist auch der lineare Potentialverlauf auf der zur z-Achse parallelen Geraden CD gezeichnet und zwar für die WEHNELT-Spannung U_w und die Einsatzspannung U_{w0} . In der Regel wird die Feldstärke \bar{E}_a auf der Achse nicht mit der Feldstärke der Geraden CD übereinstimmen, da das Feld in die Anodenbohrung hindurchgreift. Zur klaren Darstellung der wichtigsten Zusammenhänge ist jedoch ratsam, auf die Wiedergabe derartiger Feinheiten vorerst zu verzichten. Wir wollen vielmehr den Potentialverlauf in der durch Abb. 3c angedeuteten Weise korrigieren und die Auswirkungen dieser Korrektur nachträglich abschätzen. Wir setzen demzufolge voraus, daß das Feld vor der Anode homogen ist und jenseits der Anode verschwindet, daß ferner die Feldstärke \bar{E}_a auf der Achse mit der Feldstärke in gleicher Entfernung von der Achse übereinstimmt und so wie die „Feldlänge“.

$$l = U_a / \bar{E}_a \quad (5)$$

verschiedenen WEHNELT-Spannungen, z. B. U_w und U_{w0} , unverändert bleibt. Diese Verhältnisse liegen näher für $l \gg R$, $l \gg b$ und $l \gg R_a$ vor (vgl. Abb. 3a). In weiteren Aussagen gelangt man durch Anwendung des Superpositionsprinzips der Elektrostatik, zufolge elektrostatische Felder ungestört über-

lagert werden können. Bezeichnen wir mit $\Phi = U_w$ das Potential der WEHNELT-Elektrode, mit $\Phi = U_a$ das Anodenpotential und setzen wir das Kathodenpotential gleich Null, so ist das Potential an jeder Stelle im Raum eine lineare Funktion von U_w und U_a . Im stilisierten Potentialfeld kann \bar{E}_a an die Stelle von U_a treten. Für das Achsenpotential können wir dann den Ansatz machen

$$\Phi(z) = E_a R g(z) + U_w h(z) \quad (6)$$

mit den Ortsfunktionen $g(z)$ und $h(z)$. Die an sich willkürlich wählbare Konstante R vertritt eine charakteri-

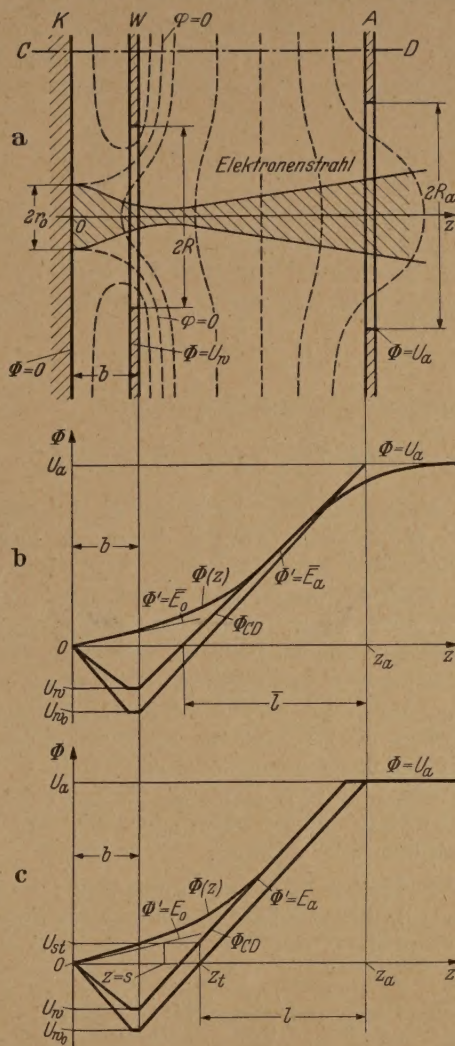


Abb. 3a—c. Das Potentialfeld des Systems A: a Lage der Elektroden und der Potentialflächen; b wahres Achsenpotential; c stilisiertes Achsenpotential.

stische Länge des Systems und soll den Radius der WEHNELT-Bohrung bedeuten.

Zunächst erhalten wir durch Differentiation der Gl. (6) den Gradienten in der Kathodenmitte

$$\Phi_0' = E_0 = E_a R g_0' + U_w h_0'. \quad (7)$$

E_0 verschwindet bei der Einsatzspannung U_{w0} . Das Verhältnis

$$D = - \frac{U_{w0}}{U_a} = \frac{R g_0'}{l h_0'} \quad (8)$$

wird analog zu der in der Theorie der Verstärkerröhre üblichen Ausdrucksweise [12] als „Durchgriff“ bezeichnet. Entsprechend versteht man unter der

„Steuerspannung“ den Ausdruck

$$U_{st} = U_w - U_{w0} = U_w + D U_a. \quad (9)$$

Gl. (7) kann jetzt in der Form

$$E_0 = U_{st}/s \quad (10)$$

geschrieben werden, wobei die Länge

$$s = 1/h'_0 \quad (11)$$

etwa die Bedeutung des Abstandes einer hypothetischen Ersatzanode hat, die bei der Vorspannung U_{st} im Mittelpunkt der Kathode eine Achsenfeldstärke vom Betrage E_0 erzeugt.

Berechnet man weiter Φ_0''' mit Hilfe von Gl. (6), so erhält man aus Gl. (1) nach kurzer Zwischenrechnung für den Radius r_0 des emittierenden Gebietes den Ausdruck

$$r_0^2 = \frac{4 E_0}{E_a (g_0''' R - h_0''' D l) + h_0''' s E_0}.$$

Die rechte Seite dieser Gleichung hat die Dimension des Quadrates einer Länge, und es hindert uns nichts daran, r_0 dem eben definierten Abstand s der Ersatzanode proportional zu setzen. Man erhält dann

$$r_0^2 = s^2 \frac{E_0}{G E_a + H E_0} \quad (12)$$

mit den dimensionslosen Konstanten

$$G = \frac{1}{4} s^2 (g_0''' R - h_0''' D l), \quad H = \frac{1}{4} s^3 h_0'''. \quad (13a, b)$$

Bei festen Werten von s und E_a bestimmt vorwiegend die Konstante G den Wert des Quotienten E_0/r_0^2 . Um eine kleine Emissionsfläche zu erhalten, ist man bestrebt, diesen Quotienten, d. h. im wesentlichen die Konstante G unter Berücksichtigung der Nebenbedingungen so groß als möglich zu machen. Wir bezeichnen G im folgenden als Radialkonstante, da G den Abfall des Kathodenfeldes in radialer Richtung bestimmt. Wie sich bei der Durchrechnung der Potentialfelder noch zeigen wird, liefert demgegenüber die Konstante H nur einen Korrekturwert, der meist deswegen nicht ins Gewicht fällt, weil $E_0 \ll E_a$ vorausgesetzt werden kann.

Vernachlässigt man das zweite Glied im Nenner von Gl. (12) überhaupt, so ergibt sich für den Radius des emittierenden Gebietes der einfache Zusammenhang

$$r_0 = s \sqrt{\frac{E_0}{G E_a}} = \sqrt{\frac{s l U_{st}}{G U_a}}. \quad (14)$$

Der Radius r_0 ist also in erster Näherung der Wurzel aus der Steuerspannung proportional.

Um den Einfluß der Form und des Abstandes der Anode zu eliminieren, ist es zweckmäßig, von U_{st} zu der dimensionslosen „reduzierten Steuerspannung“

$$u_{st} = \frac{U_{st}}{E_a R} \quad (15)$$

überzugehen. Als Funktion von u_{st} ergeben sich für die charakteristischen Größen des Kathodenfeldes schließlich die Ausdrücke

$$E_0 = E_a \frac{R}{s} u_{st}, \quad r_0 = \sqrt{\frac{R s}{G}} u_{st}. \quad (16a, b)$$

Diese letztere Fassung der Gleichungen, die die Feldlänge nicht mehr enthält, wird den Vergleich verschiedener Strahlsysteme erleichtern. Damit die Glei-

der fünfter Ordnung vernachlässigt werden kann, muß im übrigen die Ungl. (4) erfüllt sein, was

$$r_0^2 \ll 16 \left| \frac{g_0''' R - h_0''' D l}{g_0^{(V)} R - h_0^{(V)} D l} \right|$$

der Fall ist, wie man durch Ausrechnung von $\Phi_0^{(V)}$ aus Gl. (6) bei Vernachlässigung der G mit E_0 findet.

Will man nachträglich von dem stilisierten Potential der Abb. 3c zum wahren Potential der Abb. 3b gehen, so lassen sich die erforderlichen Korrekturen zum Teil durch einfache geometrische Betrachtungen gewinnen. Sie äußern sich vorwiegend in einer zeitlichen Abhängigkeit des Betrages \bar{E}_a der wahren Anodenfeldstärke von der WEHNELT-Spannung U_a . zichtet man vorerst darauf, den Einfluß der Anodenbohrung zu berücksichtigen, so kann man aus Abb. 3a unmittelbar ablesen

$$\bar{E}_a = \frac{U_a - U_w}{z_a - b} = \frac{U_a(1 + D) - U_{st}}{z_a - b}.$$

Hieraus folgt nach Gl. (5) für die wahre Feldstärke die Beziehung

$$\bar{l} = \frac{U_a}{\bar{E}_a} = \frac{z_a - b + R u_{st}}{1 + D}.$$

Die in diesen Gleichungen zum Ausdruck kommende Abhängigkeit von U_{st} bzw. u_{st} kann jedoch meist unberücksichtigt bleiben, da nur der Fall $U_{st} \ll U_a$ praktischem Interesse ist. Das gleiche gilt für die Verringerung der Anodenfeldstärke, die auf den Einfluß des Feldes durch die Anodenbohrung zurückzuführen ist. Mit Hilfe der weiter unten angegebenen Formel (21) kann man nämlich zeigen, daß die Feldstärke in der Mitte zwischen Kathode und Anode, etwa im Abstand $z = z_a/2$, auftretende Feldstärke z. B. für $z_a = 0,25 z_a$ (vgl. Abb. 3a), also einen Durchmesser der Anodenbohrung gleich dem halben Abstand der Anode von der Kathode, nur um etwa 4% geringer ist als die Feldstärke. Verwendung einer massiven Anode ohne Bohrung ist wesentlich größere Durchmesser der Anodenbohrung oder abweichende Anodenformen machen allenfalls zusätzliche mathematische Überlegungen bezüglich der Anodenfeldstärke erforderlich.

4. Das Triodensystem mit ebener Kathode (System A).

Gemäß Abb. 4 stilisieren wir das System nach folgender Weise. Die Oberfläche der Kathode sei eine unendlich ausgedehnte Ebene, die WEHNELT-Anode eine zur Kathode parallele, unendlich ausgedehnte Scheibe der Dicke d mit einer Bohrung des Radius R . Der WEHNELT-Abstand b soll sich auf die von der Kathode abgewandte Fläche dieser Elektrode beziehen. Die Mittellinie der Bohrung wählen wir als z -Achse und ihren Schnittpunkt mit der Kathodenfläche zum Anfangspunkt $z = 0$. Das Kathodenpotential sei wieder $\Phi = 0$, das Potential der WEHNELT-Elektrode $\Phi = U_w$. Dem Feld zwischen der WEHNELT-Elektrode und der Kathode überlagern wir das Anodenfeld, das für große z in ein homogenes Feld der Stärke E_a übergeht.

Die Lösung des Potentialproblems gelingt in der Anwendung des elektrostatischen Spiegelprinzips. Die Elektroden werden nach den Regeln der Optik an der Kathodenfläche gespiegelt, wobei die Spiegelbilder

Potential, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen. Das Spiegelbild der WEHNELT-Elektrode erzeugt das Potential $\Phi = -U_w$ (vgl. Abb. 4a). Bei Spiegelung von E_a bleiben hingegen Feldrichtung und Feldstärke unverändert.

Das Achsenpotential bei kleinem WEHNELT-Abstand.

Wir betrachten zunächst den Sonderfall $b \ll R$ und die WEHNELT-Elektrode und ihr elektrisches Spiegelbild bilden dann gewissermaßen einen Kondensator mit geringem Elektrodenabstand. Das Achsenpotential dieser Anordnung berechnet sich nach der folgenden Formel:

$$\Phi(z) = E_a z + \int_0^{\sigma_Q} \frac{dq}{PQ},$$

mit E_a die Anodenfeldstärke, σ_Q die Ladungsdichte des Flächenelementes dq der Elektroden und PQ der Abstand des Flächenelementes vom Achsenpotential P bedeutet. Dabei ist das Integral über die gesamte Oberfläche O der WEHNELT-Elektrode und Spiegelbildes zu erstrecken.

Unter der Voraussetzung eines geringen Elektrodenabstandes ist die Ladungsdichte in erster Näherung konstant und beträgt im CGS-System $-E_a/4\pi$ auf der Anoden- und $U_w/4\pi(b-d)$ auf der Kathoden- der WEHNELT-Elektrode. Für die Spiegelelektrode ergeben sich die gleichen Ausdrücke, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen. Abweichende Werte für die Ladungsdichte sind lediglich an den Rändern der WEHNELT-Bohrung zu erwarten. An den scharfen Ecken der Bohrung steigt die Ladungsdichte zwar an, die Gesamtladung des zylindrischen Bohrungsrandes ist jedoch sicher kleiner als die Ladung eines Flächen- elementes vergleichbarer Größe auf der kathodenseitigen Fläche der WEHNELT-Bohrung. Wir schätzen die Randladungsdichte auf dem Rand der Bohrung auf $E_a/4\pi(b-d/2)$ und vernachlässigen einen von E_a herrührenden Beitrag, der sich als klein von höherer Ordnung erweist. Die Durchführung der Rechnung bringt keine besonderen Schwierigkeiten. Als Resultat ergibt sich für das Achsenpotential der Ausdruck

$$\Phi(z) = E_a [z - bw(z)] + U_w w(z) \left(1 + \frac{Rd}{R^2 + z^2}\right) \quad (20)$$

mit der Abkürzung

$$w(z) = \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}}. \quad (20a)$$

Für $b \ll R$ und $d \ll R$ gültige Ergebnis wollen wir Lösung I bezeichnen.

Das Achsenpotential bei großem WEHNELT-Abstand.

Bei großem WEHNELT-Abstand gehen wir von dem Potential einer geerdeten, unendlich ausgedehnten Elektrode mit einer Bohrung vom Radius R aus, an die innen ein homogenes Feld mit dem Gradienten E angelegt ist. Das Potential einer solchen Blende genügt den bekannten Formeln [13] der Gleichung

$$\Phi(z) = E\chi(z) = E\left(\frac{z}{2} + \frac{z}{\pi} \arctg \frac{z}{R} + \frac{R}{\pi}\right). \quad (21)$$

Im Mittelpunkt der Blende $\Phi_B = 0,32 ER$. Im Abstand $z = -R$ ist das Potential auf $0,07 ER$ abgesunken, während es für $z \rightarrow \infty$ in das Potential Ez des homogenen Feldes übergeht.

Um diese Gleichung auf das Strahlensystem der Abb. 4 anwenden zu können, muß gefordert werden, daß sich die Felder der WEHNELT-Elektrode W und ihres Spiegelbildes W_{Sp} praktisch nicht beeinflussen. Dies ist nach dem vorstehenden für WEHNELT-Abstände $b \gtrsim R$ mit weniger als 10% Fehler erfüllt. Wir können daher das resultierende Feld additiv aus dem Anodenfeld, dem Feld der WEHNELT-Elektrode bei $z = +b$ und dem Feld der Spiegelelektrode bei $z = -b$ zusammensetzen. Unter Vernachlässigung des bei großem WEHNELT-Abstand ohnehin geringen Einflusses der Dicke der WEHNELT-Elektrode sind die Einzelpotentiale zu z , $\chi(z+b)$ und $\chi(z-b)$ proportional, wobei $\chi(z)$

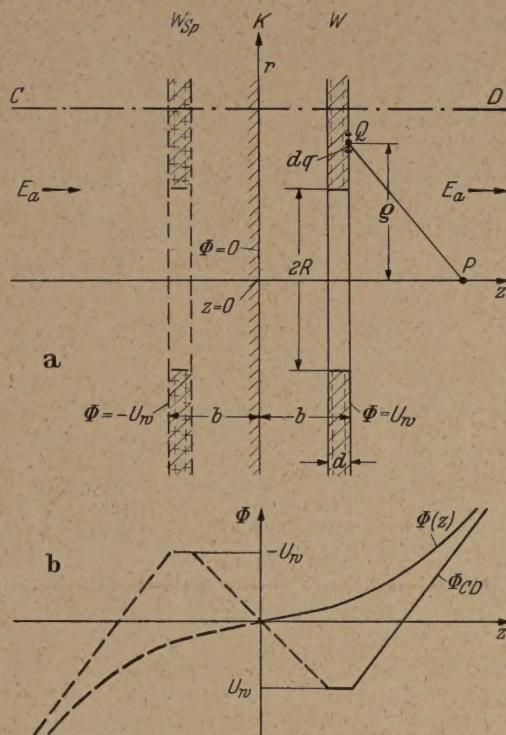


Abb. 4 a u. b. System A: a Lage der WEHNELT-Elektrode W und ihres elektrischen Spiegelbildes W_{Sp} ; b Potentialverlauf ($\Phi(z)$ = Achsenpotential, Φ_{CD} = Potential auf der Linie CD).

durch Gl. (21) gegeben ist. Wir können daher für das Achsenpotential den Ansatz machen

$$\Phi(z) = C_0 + C_1 z + C_2 \chi(z+b) + C_3 \chi(z-b).$$

Die Konstanten ergeben sich aus den Randbedingungen. Wegen der Spiegelsymmetrie des Feldes ist zunächst $\Phi(z) = \Phi(-z)$, woraus $C_0 = 0$ und $C_3 = -C_2$ folgt. Ferner muß $\Phi(z)$ für große z asymptotisch in die Funktion $\Phi_{CD} = U_w + E_a(z-b)$ übergehen, dem Potentialverlauf in z -Richtung in größerer Entfernung von der Achse (Linie CD in Abb. 4). Damit sind auch die Konstanten C_1 und C_2 festgelegt und man erhält für das Achsenpotential im Falle $b \gtrsim R$ die Lösung II

$$\Phi(z) = E_a [z - bw(z)] + U_w w(z) \quad (22)$$

mit der Abkürzung

$$w(z) = \frac{z+b}{\pi b} \arctg \frac{z+b}{R} - \frac{z-b}{\pi b} \arctg \frac{z-b}{R}. \quad (22a)$$

Interessant ist nun, daß für eine unendlich dünne WEHNELT-Elektrode die Lösungen I, Gl. (20) und II, Gl. (22) formal übereinstimmen. Lediglich die Funktionen $w(z)$ sind für die beiden Grenzfälle verschieden.

Für $b \ll R$ ist Gl. (20a), für $b \gtrsim R$ Gl. (22a) zu verwenden.

c) Die Feldkonstanten.

Aus den Gl. (20) und (22) können die durch Gl. (6) definierten Ortsfunktionen $g(z)$ und $h(z)$ entnommen werden, die für die Berechnung der Konstanten des Kathodenfeldes benötigt werden. Die Ausrechnung unter Benutzung der Formeln des dritten Abschnittes führt zu folgendem Ergebnis

Abstand der Ersatzanode nach Gl. (11)

$$b \ll R \quad b \gtrsim R \\ s = R - d, \quad s^* = \frac{\pi}{2} b \left[\arctg \frac{b}{R} + \frac{b/R}{1 + (b/R)^2} \right]^{-1}, \quad (23a, b)$$

Durchgriff nach Gl. (8)

$$D = \frac{R - b - d}{l}, \quad D^* = \frac{s^* - b}{l}, \quad (24a, b)$$

Geometrische Konstanten nach Gl. (13a, b)

$$G = -H = \frac{3}{4}, \quad G^* = -H^* = \frac{4}{\pi} \left[\frac{s^*/R}{1 + (b/R)^2} \right]^3, \quad (25a, b)$$

Geltungsbereich der Theorie nach Bed. (17)

$$r_0^2 \leq \frac{16}{15} R^2, \quad r_0^2 \leq \frac{8}{9} \frac{(R^2 + b^2)^2}{|R^2 - 5b^2/3|}. \quad (26a, b)$$

Tabelle der Feldkonstanten.

b/R	s/R	$D \frac{l}{R} = \frac{s-b}{R}$	$G = -H$	$\sqrt{\frac{s}{GR}}$
0	1 (0,79)	1 (0,785)	0,750 (0,617)	1,16 (1,13)
0,5	1,04 (0,91)	0,540 (0,409)	0,540 (0,490)	1,39 (1,36)
1	1,26 (1,22)	0,260 (0,222)	0,293 (0,290)	2,07 (2,05)
1,5	1,64 (1,63)	0,136 (0,131)	0,158 (0,161)	3,22 (3,18)
2	2,08 (2,09)	0,080 (0,085)	0,091 (0,092)	4,77 (4,75)
2,5	2,55 (2,56)	0,052 (0,058)	0,056 (0,056)	6,78 (6,76)

Das Ergebnis einer numerischen Berechnung der Feldkonstanten ist in vorstehender Tabelle niedergelegt. Die eingeklammerten Werte beziehen sich auf die Lösung II für $b \gtrsim R$, die fettgedruckten Werte auf die Lösung I für $b = 0$, wobei auch $d = 0$ gesetzt ist. Alle übrigen Werte sind mit Hilfe der Interpolationsformeln

$$s = \sqrt[3]{R^3 + b^3}, \quad (27)$$

$$G = -H = 1,275 \frac{(s/R)^3}{0,7 + [1 + (b/R)^2]^3} \quad (28)$$

berechnet. Diese beiden Funktionen haben die Eigenschaft, für $b = 0$, $d = 0$ die durch Gl. (23a) u. (25a) vorgeschriebenen Werte anzunehmen und für $1 < b/R < 2,5$ den Funktionen (23b) u. (25b) möglichst nahe zu kommen. In der Tat ist im Bereich $b \gtrsim R$ gute Übereinstimmung vorhanden, wie man durch Vergleich der Werte mit und ohne Klammer feststellen kann. Interessant ist auch, daß sich für den Ausdruck $\sqrt{s/GR}$ fast dieselben Werte ergeben, wenn man der Rechnung entweder die Interpolationsformeln oder die Formeln der Lösung II für $b \gtrsim R$ zugrunde legt. Da der Ausdruck bei der Berechnung von r_0 nach den Gl. (14) oder (16b) auftritt, so bedeutet dies, daß man keinen großen Fehler begeht, wenn man r_0 nicht mit Hilfe der Interpolationsformeln, sondern unter Verwendung der Gl. (23b) und (25b) berechnet. Weiterhin ist bemerkenswert, daß sich in einem verhältnismäßig großen Bereich des WEHNELT-Abstandes die Werte D/lR und G nur wenig voneinander unterscheiden, weswegen in den Formeln auch überschlägig G durch D/lR ersetzt werden kann.

Wie zu erwarten, nimmt der Durchgriff mit steigendem Kathodenabstand ab. Für ein Erzeugungssystem bei dem die Feldlänge gleich dem 10fachen WEHNELT-Radius ist, ergibt sich z. B. $D = 10\%$ für $b = R$, $D = 2,6\%$ für $b = R$ und $D = 0,8\%$ für $b = 2R$. Gründen der Anschaulichkeit ist es schließlich zweckmäßig, die Bedingungsgleichungen (26a, b) durch etwas schärfere Bedingung

$$r_0^2 \leq s^2$$

zu ersetzen, wobei für s die Interpolationsformeln Gl. (27) zu benutzen ist.

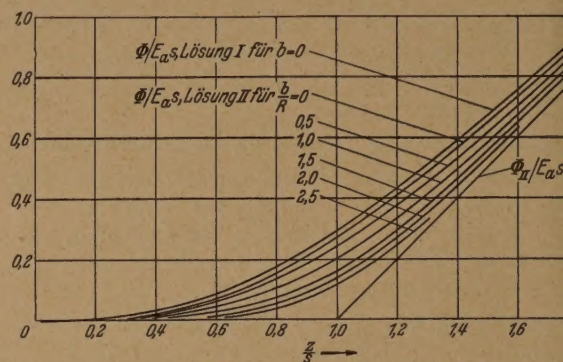


Abb. 5. Das Achsenpotential des Systems A im Einsatzzentrum ($r_0 = 0$). Parameter ist der WEHNELT-Abstand. Lösung I entspricht Gl. (30), (20a) und (23a), Lösung II den Gl. (30), (22a) und (25b).

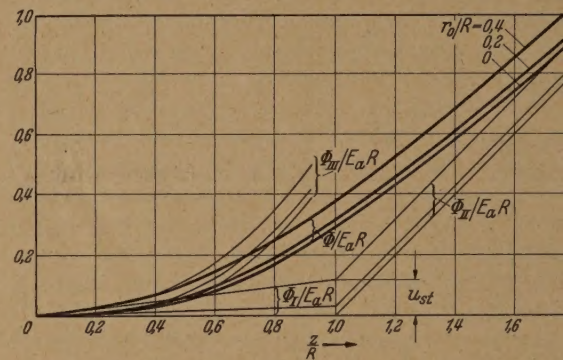


Abb. 6. Das Achsenpotential des Systems A bei verschiedenen WEHNELT-Radius r_0 . Dargestellt ist Lösung I (WEHNELT-Abstand $b = 0$).

Zunehmende Stärke der WEHNELT-Elektrode führt nach Gl. (23a) und (24a) in erster Näherung zu einer Verkleinerung des WEHNELT-Radius. Die Abhängigkeit der Größen E_0 und r_0 von dem Abstand b der WEHNELT-Elektrode kann nun angegeben werden. Vergleichen wir z. B. zwei Systeme mit verschiedenen WEHNELT-Abständen bei gleichem Verhältnis U_0/b bzw. gleicher reduzierter Steuerspannung, so zeigt sich, daß nach Gl. (10) bzw. (16a) und Gl. (27) E_0 mit zunehmendem Abstand b abnimmt, r_0 hingegen nach Gl. (14) bzw. (16b) gleichzeitig zunimmt. Für $b = R$ reicht also E_0 einen Größtwert und r_0 einen Kleinstwert. Dies sind aber gerade die Vorbedingungen für die häufig angestrebte Lokalisierung der Elektronenemission auf ein eng begrenztes Kathodengebiet, welche somit ein kleiner WEHNELT-Abstand für sich ist.

d) Diskussion der Gleichung für das Achsenpotential

Wir beschränken uns auf eine Untersuchung des Potentialverlaufes für den Sonderfall der verschwindend geringen Stärke der WEHNELT-Elektrode. Die Gl. (9) und (22) werden dann identisch und können mit Hilfe von Gl. (9), (15) und (24a, b) in die Form gebracht werden

Durchgriff nach Gl. (8)

$$D = \frac{R}{l} \left(K + \frac{4G}{3} \frac{a}{R} \right), \quad (36)$$

Konstante H nach Gl. (13b)

$$H = \frac{3}{2}. \quad (37)$$

Die Konstante G kann nach Gl. (13a) ermittelt werden und wird, wie erwähnt, mit der Abkürzung (33)

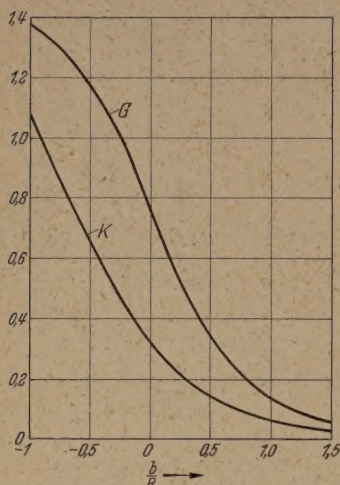


Abb. 8. Verlauf der Funktionen K und G nach Gl. (32) und (33).

Dimensionen der WEHNELT-Elektrode abhängt. Wegen der Voraussetzung $a \ll R$ ist also s bei System B wesentlich kleiner als bei System A, für welches $s \geq R$ gefunden wurde. Dies hat zur Folge, daß System B für gleiche Steuerspannung die größere Kathodenfeldstärke E_0 und den kleineren Radius r_0 aufweist. Die Konstante K ist nach Gl. (36) für verschwindend kleinen Kugelradius bis auf den Faktor R/l

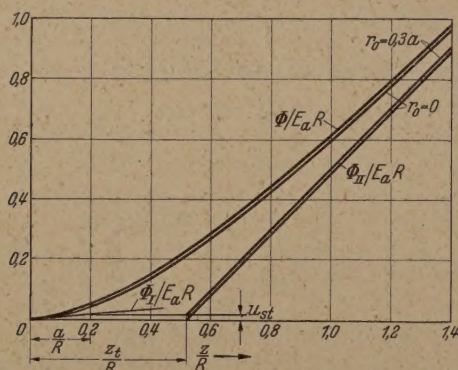


Abb. 9. Das Achsenpotential des Systems B für $r_0 = 0$ und $r_0 = 0,3 a$ und die Abmessungen $b = 0$; $a = 0,2 R$.

mit dem Durchgriff identisch, der bei gleichem WEHNELT-Abstand für System B kleiner ausfällt als für System A. Hinsichtlich des WEHNELT-Abstandes besitzt System B größere Variationsmöglichkeiten, weil die Kugelhode auch in die Bohrung der WEHNELT-Elektrode hineinragen kann. b wird dann negativ und der Betrag von K bzw. G nimmt noch größere Werte an, als für $b = 0$ (vgl. Abb. 8). Dabei vergrößert sich der Durchgriff, während das emittierende Gebiet nach Gl. (14) bei konstanter Steuerspannung zusammenschrumpft. Diese Bedingungen sind für die Erzielung eines extrem feinen Ausgangsquerschnittes des Elektronenbündels besonders günstig.

Zum Zwecke der graphischen Darstellung Achsenpotentials formen wir die Funktion $\Phi(z)$ in gleicher Weise um, wie dies bei System A geschah, indem wir U_w durch u_{st} ausdrücken. Dabei erhalten wir

$$\Phi(z)/E_a R = \frac{1}{R} \chi(z-b) - K - \frac{2G}{3} \frac{a}{R} \frac{z(a+2z)}{(a+z)^2} + u_{st} \frac{z}{a+z}$$

Diese Gleichung beschreibt das Achsenpotential Systems B als Funktion der reduzierten Steuerspannung u_{st} . Ihre Tangente bzw. Asymptote ist:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_I(z)/E_a R &= u_{st} z/a & \text{für } z \rightarrow 0, \\ \Phi_{II}(z)/E_a R &= (z-z_i)/R + u_{st}, \\ z_i &= KR + b + \frac{4G}{3} a & \text{für } z \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\}$$

Für $|z| \ll a$ gilt ferner die Näherungsgleichung

$$\Phi_{III}(z)/E_a R = u_{st} \frac{z}{a} + \frac{2G}{3} \frac{a}{R} \left(\frac{z}{a} \right)^3.$$

Die Funktionen Φ , Φ_I und Φ_{II} sind in Abb. 9 dargestellt. Für $r_0 = 0$ und $r_0 = 0,3 a$ aufgetragen. Vergleicht man Abbildung mit Abb. 7, so fällt auf, daß bei System B der Anstieg des Potentials bereits bei kleineren Werten von z einsetzt als bei System A. Auch zeigt sich, daß die in Abb. 3c dargestellten Achsenpunkte $z = z_i$ bei System B deutlich getrennt sind, während sie bei System A zusammenfallen.

Wegen des geringeren Abstandes der Ersatzanode von der Kathode besteht bei System B die Gefahr einer Überlastung der Glühkathode. Steigt nämlich aus irgend einem Grund die Steuerspannung stark an, so kann an der Kathode eine sehr hohe Feldstärke auftreten, welche unter Umständen eine Zerstörung des Oxybelages herbeiführt. Die Gefahr ist nicht zu unterschätzen, wenn eine Wolframkathode verwendet wird. Allerdings reicht die Ergiebigkeit der Wolframkathode häufig nicht aus, um die vorteilhaften Eigenschaften des Systems B voll auszunutzen. Somit stellt System B im allgemeinen nur für bestimmte Betriebsbedingungen ein verwendbares Triodensystem dar, das bei einer hohen Kathodenfeldstärke die Erzeugung eines emittierenden Kathodengebietes kleinster Ausdehnung gestattet.

Zusammenfassung.

Die zwei wichtigsten Ausführungen des Triodensystems zur Erzeugung divergenter Elektronenbündel im Hochvakuum werden potentialtheoretisch untersucht. Es wird gezeigt, daß das Potentialfeld der Systeme in Kathodennähe eine Singularität besitzt, welche von den speziellen Elektrodenformen praktisch unabhängig ist und dem Elektronenstrahl die charakteristische kegelförmige Gestalt verleiht. Das Achsenpotential und die Abhängigkeit der Bestimmungsglieder dieses Kathodenfeldes von den Systemabmessungen und den angelegten Spannungen werden angegeben. Die Weiterführung der Theorie zur Ermittlung der Stromstärke und der Struktur des Elektronenbündels bildet den Gegenstand einer im nächsten Heft dieser Zeitschrift erscheinenden Folgearbeit.

Literatur. [1] BRÜCHE, E. und A. RECKNAGEL: Elektronengeräte. Berlin: Springer 1941. — [2] ZWORYKIN, G. A. MORTON, E. G. RAMBERG, J. HILLIER u. V. W. W. Electron Optics and the Electron Microscope. New

ley & Sons 1945. — [3] MOSS, H.: J. brit. Inst. Radio 5, 10 (1945) und 6, 99 (1946). — [4] RUSTERHOLZ, A. A.: Schweiz. elektrotechn. Ver. 41, 65 (1950). — [5] PAEHR, V.: Z. Fernseh AG. 1, 153 (1939). — [6] GUNDELT, E.: Z. Physik 24, 267 (1943). — [7] PLOKE, M.: Reichsber. Physik 1, 71 (1944). — [8] DOSSE, J.: Z. Physik 115, 530 (1948). — [9] BORRIES, B. v.: Optik 3, 321 (1948). — SPEAR, W. E.: Proc. phys. Soc. 64, 233 (1951). — BRÜCHE, E. u. O. SCHERZER: Geometrische Elektronen-

optik. S. 88. Berlin: Springer 1934. — [12] BARKHAUSEN, H.: Elektronenröhren. Bd. 1. Leipzig: Hirzel 1945. — [13] OLLENDORF, F.: Potentialfelder der Elektrotechnik. S. 297. Berlin: Springer 1932. — [14] BECKER, R.: Theorie der Elektrizität. Bd. 1. S. 68. Leipzig-Berlin: Teubner 1944. — [15] KLEMPERER, O. u. B. J. MAYO: J. Inst. electr. Engr. 95, 135 (1948).

Dr.-Ing. MARTIN PLOKE, in Fa. Zeiß Ikon AG., Stuttgart-S, Dornhaldenstraße 5.

Die Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung eines Triftröhres von der Gleichstromleistung.

VON RUDOLF GEBAUER und HEINRICH KOSMAHL.

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.)

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 1. August 1951.)

1. Einleitung.

Nach Untersuchungen von R. GEBAUER und Mitarbeitern hängt die von Triftröhren bei optimaler Anordnung an einen Verbraucher abgegebene Hochfrequenzleistung charakteristisch von der zugeführten Gleichstromleistung ab [1]. In jedem Einzelfall setzen die Schwingungen nach Überwindung der Verluste im Stromkreis jeweils bei einer bestimmten Stromstärke bzw. Gleichstromleistung ein. Die Nutzleistung bei dieser Stromstärke naturgemäß gleich Null. Nun die einem Generator zugeführte Gleichstromleistung durch Erhöhung des Strahlstromes bei konstanter Betriebsspannung über diesen Wert hinaus gesteigert und die an einen Verbraucher abgegebene Hochfrequenzleistung bei jeweils optimaler Anpassung des Verbrauchers, so nimmt zunächst die Hochfrequenzleistung quadratisch zu. Hierauf folgt ein linearer bzw. sublinearer Bereich, der bei Generatoren derselben Bauart mit zunehmender Steuerstreckenlänge rasch abnimmt, d. h. für Generatoren vom Typus 1⁺ mit einer ungefähren Steuerstreckenlänge σ_I von 3π weitaus geringer als für Generatoren vom Typus 0⁺ mit einer Steuerstreckenlänge σ_I von etwa π ausfällt. Für Generatoren mit Steuerstrecken vom gleichen Bauart und sonstigen übereinstimmenden Laufzeitwinkeln ist so größer ist, je höher die Betriebsspannung gewählt wird. Schließlich krümmen aber alle Kurven, wenn nur der Strahlstrom genügend gesteigert werden kann, nach unten ab und gehen auf Null zurück. Mit der Aufklärung dieses Verhaltens beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Der Versuchsgenerator mit dazugehöriger η - β -Kurve. Für die Untersuchungen wurde ein Generator mit einer phasig schwingenden Feldern mit einer Steuerstrecke vom Typus 0⁺ und einem Fokus der Ergiebigkeit 7/12 im Sinne der Theorie von GEBAUER und KOSMAHL gewählt [2], dessen Verhalten bequem übersehen und mit dem Experiment auch leicht zu vergleichen war. Es sei daran erinnert, daß Steuerstrecken vom Typus 0⁺ die günstigsten bei kürzester Steuerstrecke sind. Bei kleinstmöglicher Wechselspannung erzeugen sie ein Maximum an Geschwindigkeitsmodulation und sind daher gleichzeitig diejenigen mit den geringsten Verlusten, da letztere dem Quadrat der Wechselspannung proportional sind. Die Feldlängen des Versuchsgenerators wurden unter Zugrundelegung einer Wellenlänge von 24 cm und einer Betriebsspannung von 300 Volt für maximalen Wirkungsgrad berechnet. Wie

schon früher bemerkt [3], beträgt dieser unter den vorliegenden Bedingungen 34% bei einem Aussteuerungsgrad $\beta_I = \beta_{III} = 0,84$ (Verhältnis der Wechselspannung amplitude zur Betriebsgleichspannung) und den statischen Laufzeitwinkeln $\sigma_I = 3,52$ für die Steuerstrecke, $\sigma_{II} = 4,78$ für den Laufraum und $\sigma_{III} = 1,61$ für die Arbeitsstrecke. Abb. 1 zeigt die an diesem Generator gemessene Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung (Kurve 1a), wobei die Schwingungen bei einer Stromstärke von 9 mA einsetzen und

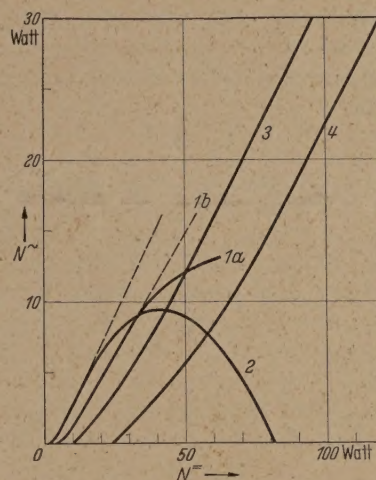


Abb. 1. Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung für einige Generatoren vom Typus 0⁺ mit gleichen statischen Laufzeitwinkeln, gleichen Wellenlängen, aber verschiedener Betriebsspannung. — experimentell; --- berechnet.

der übrige Kurvenverlauf dem eingangs geschilderten Verhalten entspricht. Aus dem geradlinigen Teil der Kurve ergab sich in Übereinstimmung mit der Rechnung ein elektronischer Wirkungsgrad η von 34%. Die Kurve 1b (gestrichelt), die die für diesen Generator ohne Berücksichtigung des Raumladungseinflusses errechnete Abhängigkeit darstellt, fällt bis zu Stromstärken von 60 mA mit der experimentellen zusammen. Zum Vergleich mit dem in der Einleitung Gesagten sind die Ergebnisse für 2 weitere Generatoren mit etwa übereinstimmenden Laufzeitwinkeln aber mit Betriebsspannungen von 300, 1000 und 1500 Volt eingetragen (Kurven 2, 3 und 4).

Um zu einer Erklärung dieses Befundes zu gelangen, wurde für den Generator mit den genannten Feldlängen der elektronische Wirkungsgrad η für verschiedene Aussteuerungsgrade $\beta_I = \beta_{III}$ numerisch nach der Fahrplanmethode punktweise berechnet. Das Ergeb-

nis, im folgenden kurz η - β -Kurve genannt, ist in Abb. 2 dargestellt. Ein entsprechender Verlauf ergibt sich naturgemäß auch für jede andere Type von Triftröhren. Es sei bemerkt, daß der rechts vom Maximum gestrichelte Teil der Kurve nur theoretisches Interesse besitzt, während der ausgezogene Teil bei optimaler Anpassung durchlaufen wird, wenn man den Strom von der Anschwingstromstärke I_A , die als höchsten Aussteuerungsgrad β_A bewirkt, bis $I = \infty$ erhöht, zu der sich ein Aussteuerungsgrad β_∞ einstellt.

Aus später zu ersiehenden Gründen teilen wir die η - β -Kurve in 3 Abschnitte I, II und III mit den elek-

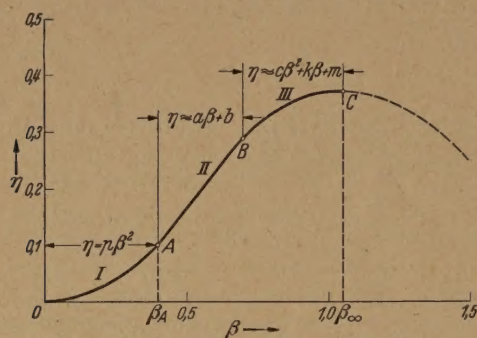


Abb. 2. Abhängigkeit des elektronischen Wirkungsgrades vom Aussteuerungsgrad. η - β -Kurve.

tronischen Wirkungsgraden η_I , η_{II} und η_{III} ein. Im Abschnitt I, dem Einschwingbereich, ist der Aussteuerungsgrad β klein und der Wirkungsgrad exakt durch die Beziehung

$$\eta_I = p\beta^2 \quad (1)$$

darstellbar, wie DÖRING kürzlich nachgewiesen hat [4]. Bei höheren Aussteuerungsgraden läßt sich für die η - β -Kurve kein exakter analytischer Ausdruck angeben, da die zu benützenden Gleichungen transzendent sind. Um jedoch auch in diesen Fällen zu einfachen rechnerischen Ergebnissen zu gelangen, setzen wir für den Abschnitt II zwischen den Punkten A und B, der praktisch geradlinig verläuft und, wie wir noch sehen werden, dem quadratischen Anstieg der Leistungskurve nach Abb. 1 zugeordnet ist, mit sehr guter Näherung

$$\eta_{II} \approx a\beta + b \quad (2)$$

und für den parabelförmigen Abschnitt zwischen den Punkten B und C

$$\eta_{III} \approx c\beta^2 + k\beta + m. \quad (3)$$

Die Konstanten p , a , b , c , k und m können aus der graphischen Darstellung ermittelt werden. Der durch die Näherung (3) dargestellte Teil der η - β -Kurve bis zum Maximum im Punkte C ist dem geradlinigen Teil der Leistungskurve zugeordnet.

3. Die Leistungsabgabe eines Triftröhres im Zusammenhang mit seiner η - β -Kurve.

Um die Leistungsabgabe eines Triftröhres bei stets optimaler Anpassung an einen Verbraucher zu übersehen, d. h. um zu verstehen, wie der Generator die ihm zugeführte Gleichstromleistung in Hochfrequenzleistung umwandelt und wie sich die Wechselspannungsamplitude \hat{U} bzw. der Aussteuerungsgrad β mit der Gleichstromleistung UI ändert, gehen wir von der berechneten η - β -Kurve aus und betrachten nachein-

ander die drei Bereiche mit dem Einschwingbeginn. Eine charakteristische Größe eines Generators ist seine *Anschwingstromstärke*. Diese gewinnen wir aus der Anfangsparabel der η - β -Kurve (Bereich I) in Verbindung mit der Leistungsbilanz auf folgenden Wege. In jedem Augenblick gilt die Beziehung, daß die Nutzleistung N_n gleich ist der elektronischen Hochfrequenzleistung N_e vermindert um die Verlustleistung N_v . Also ist

$$N_n = N_e - N_v = \eta UI - \frac{1}{2} \frac{\beta^2 U^2}{R},$$

wobei η den elektronischen Wirkungsgrad, U die Triebsspannung, I den Strahlstrom und R den Innenwiderstand des Schwingungskreises bedeuten.

Beim *Anschwingen* deckt die elektronische Hochfrequenzleistung gerade die Eigenverlustleistung. Folglich ist die Nutzleistung N_n gleich Null, d. h.

$$\eta UI = \frac{\beta^2 U^2}{2R}.$$

Setzen wir in (5) für η nach (1) $p\beta^2$ ein, so kürzt sich β^2 heraus und wir erhalten für die „Anschwingstromstärke“ I_A den folgenden Ausdruck

$$I_A = \frac{U}{2pR},$$

der interessanterweise β nicht mehr enthält. Aus diesen Erwägungen ergibt sich, daß der Generator bei Erreichen dieser Stromstärke anschwingt und in einem Einschwingvorgang bei $I_A = \text{const}$ seine Amplitude bzw. seinen Aussteuerungsgrad von unendlich kleinen Werten beginnend bis zu dem Wert β_∞ am Ende des Bereiches I aufschaukelt. In den Bereichen II und III kürzt sich β nicht mehr heraus, und β wird eindeutig *abhängig vom Strom*. Darüber hinaus sei darauf hingewiesen, daß (6) ein bequemes Mittel zur Bestimmung des auf rechnerischem Wege meist nur schwer zugänglichen Resonanzwiderstandes ist. Bei der Messung der Anschwingstromstärke ist aber zu beachten, daß der Generator nur mit seinem Resonanzwiderstand belastet ist.

Wird hingegen der Generator nicht nur mit seinem Resonanzwiderstand belastet, sondern an einen Verbraucher angeschlossen, so wird bei Steigerung des Strahlstromes über I_A hinaus der Arbeitspunkt des Generators in den Bereich II der η - β -Kurve verfallen und Leistung im Verbraucher umgesetzt. Von besonderem Interesse ist naturgemäß der Fall *optimaler Anpassung*, der darin besteht, daß jeweils bei gegebenem Strahlstrom dem Verbraucher das Maximum an Nutzleistung zugeführt wird. Die Bedingung dazu gewinnen wir durch Nullsetzen der Ableitung $dN_n/d\beta$

$$\frac{dN_n}{d\beta} = I \frac{d\eta}{d\beta} - \frac{\beta U}{R} = 0.$$

Daraus folgt

$$\frac{d\eta}{d\beta} = \beta \frac{U}{IR}$$

oder

$$\beta = \frac{d\eta}{d\beta} \frac{IR}{U}$$

d. h. daß jeder Strahlstromstärke I bei optimaler Anpassung ein ganz bestimmter Aussteuerungsgrad

net ist und dem entsprechend auch ein bestimmter Wirkungsgrad η gemäß der η - β -Kurve. Die Gewinnung der Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung N_n von der Gleichstromleistung in Bereichen II und III sind nun in Gl. (4) für β der 3b) gewonnene Wert und für η die entsprechenden Ausdrücke nach (2) bzw. (3) einzusetzen. Damit ergibt sich für die Nutzleistung N_n in Abhängigkeit vom Strahlstrom im Bereich II

$$N_n(\text{II}) \approx \frac{a^2}{2} R I^2 - b U I \quad (9)$$

ebenso im Bereich III

$$N_n(\text{III}) \approx k^2 U R \left(\frac{0,5 U - c R I}{I - 2 c R} \right)^2 + m U I. \quad (10)$$

Nach diesen Formeln resultiert im Bereich II ein parabolischer Anstieg, während sich im Bereich III ein wesentlicher linearer Verlauf anschließt. In Beziehung (10) verursacht das Glied U/I im Nenner bei mäßigen Stromstärken zwar eine geringe Abweichung vom linearen Verlauf, die jedoch um so weniger ausmacht, je größer der Strahlstrom, je kleiner die Betriebsspannung und damit je kleiner der Quotient U/I gegen das stets positive Glied $-2 c R$ ausfällt. Gedessen sollte gerade bei höheren Strahlströmen ein linearer Zusammenhang zwischen der Hochfrequenzleistung und der Strahlleistung vorhanden sein und zu beliebig hohen Strahlströmen erhalten bleiben. Mit Hilfe der Beziehungen (9) und (10) wurde nun unter Zugrundelegung des aus (6) bei bekanntem Anschlagstrom errechenbaren Resonanzwiderstandes und der Konstanten der η - β -Kurve die Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung berechnet. Wie ein Vergleich dieser theoretischen Kurve (in Abb. 1 mit 1b bezeichnet und gehalten) mit der experimentellen Kurve (in Abb. 1 mit 1a bezeichnet und vollausgezogen) zeigt, ist die Übereinstimmung bis zu Stromstärken von 60 mA vollständig. Allerdings erfolgte die Berechnung unter Vernachlässigung von Raumladungseinflüssen. Offensichtlich werden sich aber diese als Störungen im Elektronenvorgang in den Generatoren je nach Aussteuerungs- und Betriebsspannung bei verschiedenen hohen Strahlströmen bemerkbar machen und sind auch, wie weiter unten noch ausgeführt wird, der Grund für das Abweichen der Leistungskurven bei hohen Strahlströmen.

Das Arbeitsdiagramm eines angepaßten Triftröhren- generators.

Das geschilderte Verhalten eines Generators in den Bereichen II und III sei noch durch eine geometrische Betrachtung ergänzt, die insbesondere die Lage des Arbeitspunktes veranschaulicht und den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Aussteuerungsgrad ergibt. Wie erwähnt, ist die Bedingung (8a) kennzeichnend für maximale Nutzleistung, ergibt aber auch die interessante Abhängigkeit des Aussteuerungsgrades β vom Strom I . Einen guten Überblick hierüber eröffnet die graphische Lösung der Gl. (8a), die als Bestimmungsgleichung für β aufgefaßt werden kann, da β eine Funktion von I ist. Wir setzen daher

$$z_1 = \frac{d\eta(\beta)}{d\beta} \quad (11)$$

und

$$z_2 = \beta \frac{U}{I R} \quad (12)$$

und zeichnen die beiden Funktionen z_1 und z_2 in Abhängigkeit von β auf, wie dies in Abb. 3 geschehen ist¹, wobei die voll ausgezogene Kurve z_1 durch Differentiation der η - β -Kurve gewonnen wurde. Hingegen stellt z_2 eine Geradenschar durch den Nullpunkt dar. Die Neigung der einzelnen Geraden ist durch den Strahlstrom im Nenner des Koeffizienten von β bestimmt. Somit erfüllt die Geradenschar z_2 bei Variation der Stromstärke von $I=0$ bis $I=\infty$ den ersten

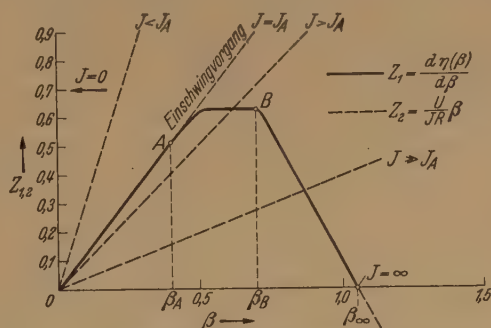


Abb. 3. Arbeitsdiagramm eines angepaßten Triftröhren-
generators.

Quadranten, d. h. die Gerade z_2 fällt für $I=0$ mit der z -Achse zusammen und dreht sich mit zunehmendem Strom um den Nullpunkt nach rechts und deckt sich für $I=\infty$ mit der β -Achse. Ihr jeweiliger Schnittpunkt mit der Kurve z_1 erfüllt die Bedingung $z_1 = z_2$, d. h. die Bedingung (8a) und stellt den Arbeitspunkt des Generators dar. Der dazugehörige Abszissenwert β ist daher eine Lösung der Gleichung (8a) und der sich mit der betreffenden Stromstärke einstellende Aus-

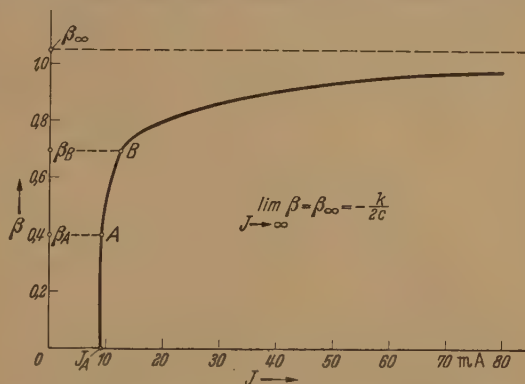


Abb. 4. Abhängigkeit des Aussteuerungsgrades vom Strahl-
strom.

I_A Anschwingstromstärke.

steuerungsgrad. Die hieraus folgende Abhängigkeit beider Größen ist in Abb. 4 graphisch dargestellt.

Wie man aus den Abb. 3 und 4 ersieht, existiert für Stromstärken $I < I_A$ außer der trivialen Lösung $z_1 = z_2 = 0$ und $\beta = 0$ kein weiterer Schnittpunkt, d. h. daß der Generator nicht schwingt, weil die notwendige Anschwingstromstärke I_A noch unterschritten ist. Sobald aber die Stromstärke den kritischen Wert I_A erreicht, so ist $\beta \cdot U / I_A R = 2 p \beta$ und die dazu gehörige Gerade z_2 fällt mit den geradlinigen Anstieg der Kurve $z_1 = d\eta / d\beta$ zusammen. In diesem Fall haben wir also unendlich viele Schnittpunkte, die Lösung ist unbestimmt, weil jeder Wert des Aussteue-

¹ Betrachtungen ähnlicher Art wurden unabhängig davon auch von W. VOLK im hiesigen Institut angestellt.

rungsgrades zwischen 0 und β_A eine Lösung ist. Dem entspricht in Abb. 4 der senkrechte Anstieg. Physikalisch bedeutet dies den Einschwingvorgang, bei dem der Generator, wie oben erwähnt, seine Wechselspannungsamplitude von Null beginnend bis β_A aufschauelt, wobei er gerade imstande ist seine Eigenverluste zu decken.

Bei weiterer Stromerhöhung gibt es jeweils nur einen Schnittpunkt, also eine eindeutige Lösung, die den zu einem vorgegebenen Strahlstrom sich einstellenden Aussteuerungsgrad erkennen läßt. Solange der Schnittpunkt auf dem horizontalen Stück läuft (Abb. 4), nimmt die Nutzleistung proportional I^2 zu, da $N_n + N_v = N_e = \eta UI$ ist und $\eta \sim \beta$ und, wie in Abb. 4 dargestellt, $\beta \sim I$ ist. Läuft aber der Schnittpunkt anschließend auf dem abfallenden Teil der Kurve $z_1 = d\eta(\beta)/d\beta$, so ist die Leistung insbesondere bei hohen Strömen proportional I , da sich η , wie aus Abb. 2 zu ersehen ist, im Anfang des Bereiches III nur wenig und später praktisch nicht mehr ändert. Bei unendlich großem Strom liegt der Schnittpunkt auf der β -Achse, da die Steigung der Geraden z_2 in diesem Fall gleich Null ist. Der dazugehörige Wert β_∞ stellt also offenbar den maximalen Aussteuerungsgrad dar, dem man sich nur asymptotisch, wie aus Abb. 4 zu ersehen ist, nähern kann. Damit ist auch gezeigt, daß sich der Wirkungsgrad im praktischen Betrieb nur zwischen den Punkten A und C der η - β -Kurve bewegen kann.

Während das Verhalten eines optimal angepaßten Generators eindeutig durch die Beziehung (8a), also durch den Schnittpunkt der beiden Kurven z_1 und z_2 festgelegt ist, ist bei Nichtanpassung die Beziehung (8a) nicht mehr anwendbar. Infolgedessen ließe sich der Arbeitspunkt eines nichtangepaßten Generators erst bei Kenntnis des den Generator belastenden Nutzwiderstandes angeben. Da Nichtanpassung jedoch praktisch kein Interesse besitzt, so sei darauf nicht weiter eingegangen.

5. Raumladungseinflüsse auf die Leistungsabgabe eines Triftröhres.

Bei den bisherigen Überlegungen wurde der Einfluß der Raumladung auf den Fokussierungsvorgang außer Betracht gelassen. Es erscheint jedoch plausibel, daß sich bei zunehmenden Stromdichten ein Raumladungseffekt bemerkbar machen wird. Eine exakte Erfassung wäre sehr schwierig, da hierzu die Lösung der an sich schon umständlichen Bewegungsgleichungen der Elektronen durch die 3 Feldstrecken endlicher Länge unter Berücksichtigung der Raumladung und für beliebige Wechselspannungsamplituden zu erfolgen hätte. Hingegen läßt sich rein qualitativ das Abkrümmen der Leistungskurven schon durch eine einfache Abschätzung erklären. Der Raumladungseinfluß verursacht in erster Linie eine Verlängerung der statischen Laufzeitwinkel. Bei kleinen Stromdichten und verschwindender Wechselspannungsamplitude ergibt sich nach LABUS [5] für das Verhältnis (σ_r/σ_0) eines statischen Laufzeitwinkels mit und ohne Raumladung die Beziehung

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_0} \approx \left(1 + \frac{s^2 J^2}{U^3 I^2}\right) \quad (13)$$

in der s die geometrische Länge der Feldstrecke, J die Strahlstromdichte und U die Spannung bedeutet. Wie

man daraus ersieht, fällt dieses Verhältnis ummer aus, je kleiner die Feldlänge und die Strahlstärke sind und je größer die Betriebsspannung gewählt wird. Der Einfluß der Raumladung führt bei konstanter Spannung mit wachsendem Strom wachsenden Feldlängen zu einer Verschlechterung des Fokussierungsvorganges, wodurch der Wirkungsgrad abnimmt und die Schwingungen schließlich abbrechen. Damit erklärt sich die Tatsache, daß Generator relativ großen Feldlängen, wie z. B. diejenigen Steuerstrecken vom Typus 1+, schon bei wesentlichen Stromstärken eine Abkrümmung der Leistungskurven nach unten aufweisen, als dies bei Generatoren vom Typus 0+ bei gleicher Betriebsspannung der Fall ist, und ferner, daß das Abkrümmen bei konstanten Feldlängen (Laufzeitwinkeln) um so stärker erfolgt, je größer die Betriebsspannung gewählt wird.

Zusammenfassung.

Die in früheren Arbeiten festgestellte charakteristische Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung eines Triftröhres bei optimaler Anpassung an einen Verbraucher, nach einer anfänglichen quadratischen Zunahme anschließend linear ansteigen und schließlich nach unten abzukrümmen und dies je nach den Feldlängen und Betriebsspannungen bei verschiedenen Stromwerten, wird näher untersucht und aufgeklärt. Zunächst wurde die Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Aussteuerungsgrad ein Beispiel nach der Fahrplanmethode punktuell berechnet, η - β -Kurve genannt, aus der sich im Zusammenhang mit der Leistungsbilanz in Übereinstimmung mit dem Experiment das Anschwingen, der quadratische Anstieg der Leistungskurve und der anschließende lineare Bereich derselben ergeben, der sich allerdings bis zu beliebig hohen Stromwerten erstrecken sollte.

Während bei Erreichen der Anschwingstromstärke der Aussteuerungsgrad unabhängig von der Strahlstärke ist, von Null beginnend auf einen bestimmten Endwert ansteigt, wird er für Stromstärken oberhalb der Anschwingstromstärke eine eindeutige Funktion des Stromes. Zu jeder Stromstärke stellt sich ein bestimmter Aussteuerungsgrad ein, zu dem wiederum nach der η - β -Kurve ein ganz bestimmter Wirkungsgrad gehört. Die funktionellen Zusammenhänge werden angegeben.

Daß sich der lineare Bereich der Leistungskurve tatsächlich nicht bis zu beliebig hohen Stromwerten erstreckt, sondern die Kurven abkrümmen und der Strom genügend gesteigert werden kann, sei schließlich auf Null abfallen, geht auf Raumladungseinflüsse zurück, die sich vor allem in einer Vergrößerung des Laufzeitwinkel auswirken und damit den Fokussierungsvorgang verschlechtern, wobei parallel dazu der Wirkungsgrad abnimmt und die Schwingungen schließlich abbrechen.

Literatur. [1] GEBAUER, R.: Wiss. Veröff. d. Techn. Hochschule Darmstadt, **1**, 65 (1947). GEBAUER, R. u. KLEESATTEL: ebenda **1**, 97 (1949). GEBAUER, R. u. KLEESATTEL: Phys. **2**, 415 (1950). — [2] GEBAUER, R. u. C. KLEESATTEL: ebenda. — [3] GEBAUER, R. u. H. KOSMAHL: Z. angew. Phys. **4**, 478 (1950). — [4] DÖRING, H.: Arch. f. Elektr. Übertrag. **14**, 147 (1950) u. ebenda **4**, 223 (1950). — [5] LABUS: Z. Naturf. **3a**, 52 (1948).

Prof. Dr. R. GEBAUER u. Dr.-Ing. H. KOSMAHL
Physikalisches Institut d. Technischen Hochschule Darmstadt

Einrichtung zum lichtelektrischen Abtasten gezeichneter Kurven.

Von HANS-JOACHIM DREYER, Darmstadt*.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 26. Juli 1951.)

Automatisches Abtasten gezeichneter Kurven erfordert in vielen Fällen das Bedienen von Apparaten und Maschinen. Das trifft beispielsweise für mathematische Instrumente wie Planimeter oder Harmonische Analysatoren zu, deren Fahrstift von Hand nur langsam und ungenau der zu bearbeitenden Kurve gefolgt werden kann. Ein anderes Beispiel ist das Abtasten von Werkzeugmaschinen, etwa von Fräsmaschinen, um kompliziert geformte, von Fall zu Fall wechselnde Werkstücke herzustellen. Gerade für diese Aufgaben sind in ziemlich getrenntem Vorgehen Einrichtungen zum automatischen Abtasten entwickelt und in Einzelstücken gebaut worden. Sie scheinen die Anforderungen nur recht unvollkommen zu erfüllen zu haben, insbesondere hinsichtlich Betriebszeit und Genauigkeit.

In den folgenden wird eine Apparatur beschrieben, die für die Verwendung bei der Integrieranlage IPM-OTT entwickelt wurde und die sich dort gut bewährt hat. Solche Integrieranlagen dienen zum Bearbeiten von Differentialgleichungen

$$F(y^{(n)}, y^{(n-1)}, \dots, y', y, x) = 0.$$

Als Lösung wird ein Partikulärintegral $y(x)$ zu gegebenen Anfangsbedingungen geliefert, meist in Form einer gezeichneten Kurve. Hauptbestandteile sind Rechen- und Meßgeräte, die auf instrumenteller Grundlage die Operationen wie Addieren, Multiplizieren, Integrieren usw. erledigen und die jeweils nach dem für die Aufgabe erforderlichen Aufbau der zu lösenden Differentialgleichung verkoppelt werden. Insbesondere stellen Integrieranlagen den Zusammenhang der Ableitungen $y^{(n)}$, $y^{(n-1)}$, y' untereinander und mit der gesuchten Funktion y her. Als eine sehr nützliche Sonderform von Rechen- und Meßgeräten können die „Funktionstische“ gelten, an denen eine gezeichnete Kurve $v(u)$ abgetastet wird, um die als Beziehung zwischen irgend zwei der Variablen $y^{(n)}$, $y^{(n-1)}$, y' , y , x oder zwischen Funktionen y und x zu benutzen. Nur mit automatischer Abtastung ist es möglich, diesen Funktionstischen die nötige Genauigkeit zu geben wie den anderen Rechen- und Meßgeräten. Bereits zu der ersten größeren Integrieranlage von V. BUSH [2], dem Differential Analyzer, hat H. HAZEN, JAEGER und BROWN [3] eine automatische, lichtelektrische Kurvenabtasteinrichtung entwickelt; sie ist aber nicht auf Dauer eingebaut worden. In der neueren Literatur sind mehrere andere Abtasteinrichtungen zu Integrieranlagen beschrieben worden. Über den endgültigen Einbau und die regelmäßige Verwendung des Kurvenabtastens wird aber nirgends berichtet. Vielmehr vermeidet man heute bei den Integrieranlagen das Kurvenabtasten, indem man die erforderlichen Funktionen mit oft beträchtlichem Aufwand an zusätzlichen Rechengereäten als Lösungen von Sonderdifferentialgleichungen „erzeugt“.

Teil einer Dr.-Ing.-Dissertation in der Fakultät für Mathematik und Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt. Berichterstatter Prof. Dr. A. WALTHER, Mitberichterstatter Prof. Dr. R. VIEWEG.

Aufbau der Abtasteinrichtung.

In Anordnung, Format, Abtastgeschwindigkeit und -kraft ist die Abtasteinrichtung bei der Integrieranlage IPM-OTT auf die hier vorliegenden besonderen Bedürfnisse zugeschnitten. Die Einrichtung besteht aus dem „Abtastkopf“ mit Photozelle, dem elektrischen Verstärker und dem „Nachsteuerantrieb“ in einer Anordnung¹ etwa nach Abb. 1. Die abzutastende

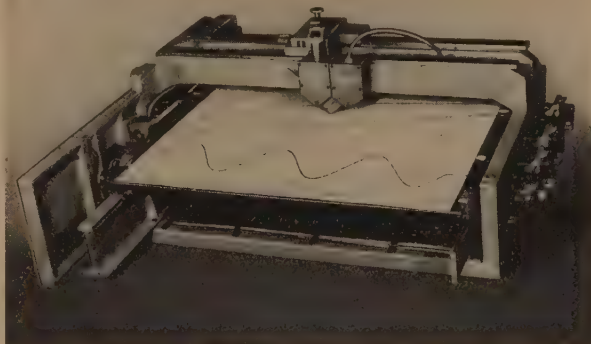


Abb. 1. Lichtelektrische Abtasteinrichtung am Funktionstisch der Integrieranlage IPM-OTT.

Kurve $v(u)$ ist auf einem Zeichenblatt 400×600 mm aufgetragen, das auf einen in v -Richtung beweglichen Tisch gespannt ist. Dieser Tisch wird mit Hilfe einer Spindel vom Nachsteuerantrieb verschoben. Eine zweite Spindel bewegt den Abtastkopf in u -Richtung über das Zeichenblatt.

Die Photozelle im Abtastkopf steuert über den elektrischen Verstärker den Nachsteuermotor bestän-

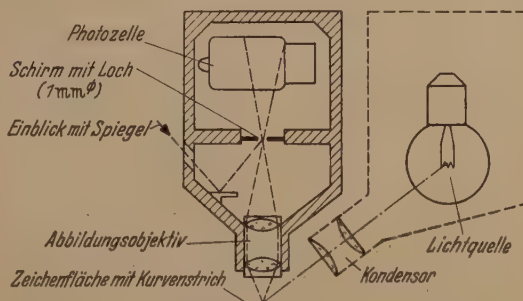


Abb. 2. Prinzip des Kurvenabtasters.

dig so, daß der Abtastkopf genau über der Kurve bleibt. Die Verdrehung der Tischantriebspindel von einer gewissen Anfangsstellung aus (wenn nämlich gerade die u -Achse abgetastet wird) ist ein Maß für die in jedem Augenblick abgegriffene Ordinate. Diese Verdrehung kann durch ein elektrisches Fernübertragungssystem zu anderen Rechengereäten usw. weitergeleitet werden.

Der Abtastkopf.

Abb. 2 zeigt den grundsätzlichen Aufbau und die Ausführung des Abtastkopfs. Der linke Teil enthält den eigentlichen Abtaster. Rechts ist, zum Wärme-

¹ Eine vorläufige technische Beschreibung wurde bereits in [5] gegeben.

schutz des Abtasters in einem eigenen Gehäuse abgetrennt, die Beleuchtungseinrichtung untergebracht, welche die umgebende Fläche des abzutastenden Punktes stark erhellt. Diese Fläche wird im Abtaster durch ein kurzbrennweitiges Photoobjektiv auf einen Schirm in etwa dreifacher Vergrößerung abgebildet. Genau in der optischen Achse des Objektivs enthält der Schirm ein rundes Loch von etwa 1 mm Durchmesser, durch welches das hier auftreffende Licht auf die da-

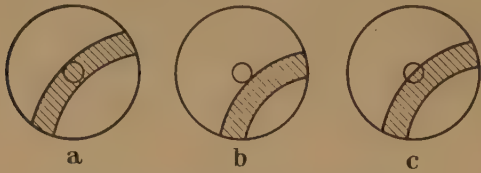


Abb. 3. Abtasten einer Schwarzweißgrenze.

- a) Schirmloch dunkel, Kurvenstrich nach unten bewegt.
b) Schirmloch hell, Kurvenstrich nach oben bewegt.
c) Sollstellung, keine Nachsteuerung.

hinterliegende Photozelle fällt. Die Arbeitsweise ist folgende: Liegt das Bild des schwarzen Kurvenstrichs ganz über dem Schirmloch (Abb. 3a), so bleibt die Photozelle dunkel und gibt über den elektrischen Verstärker an den Nachsteuermotor einen solchen Strom, daß er die Kurve vom Abtastkopf hinwegbewegt. Wird nur weiße Zeichenfläche abgebildet (Abb. 3b), so ist die Photozelle hell und gibt dem Motor Strom in umgekehrter Richtung. Die Mittelstellung, wenn das Strichbild das Loch gerade halb bedeckt (Abb. 3c),

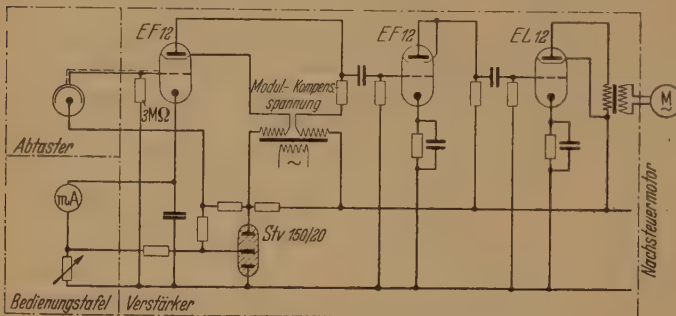


Abb. 4. Stromlaufplan des Verstärkers.

ist die Sollstellung, der Motor steht still. Der Strich muß so breit sein, daß das Loch vom Strichbild ganz bedeckt werden kann. Dazu genügt wegen der optischen Vergrößerung eine Strichbreite von $\frac{1}{3}$ mm. Größere Strichbreite hat auf die Genauigkeit keinen Einfluß, da die Grenze schwarz-weiß maßgebend ist.

Zum Abtasten steiler Kurven ist ein rechteckiges Blendenloch (entsprechend dem Spalt bei HAZEN, JAEGER und BROWN) zweckmäßiger. Bei rundem Loch nimmt nämlich der Abtastfehler, in Ordinatenrichtung gemessen, mit dem Faktor $\frac{1}{\cos \alpha}$ zu (α = Kurvenneigungswinkel). Weil aber das Rechteckloch bei den viel häufigeren flachen Kurventeilen nur geringe prozentuale Helligkeitsschwankungen ergibt, wird es beim hier beschriebenen Abtaster nur ausnahmsweise benutzt.

Das für die Genauigkeit verantwortliche Objektiv liegt zwischen Kurve und Photozelle. Photozelle und Objektiv sind zusammen lichtdicht gekapselt. Dadurch können nur solche Lichtstrahlen zur Photozelle gelangen, die von der abzutastenden Kurvenstelle ausgehen. Hier kann Fremdlicht bei normaler Stärke (z. B. auch bei plötzlich hinzutretender starker Sonnenbestrahlung) die große von der Beleuchtungsein-

richtung erzeugte Helligkeit nicht wesentlich beeinflussen. Die Abtastung ist also praktisch unempfindlich gegen Fremdlicht.

Die optische Achse des Abtasters ist senkrecht Zeichenebene gerichtet, damit bei geringen Abstandsänderungen zwischen Zeichenfläche und Abtaster keine seitliche Verschiebung des Abtastpunktes eintritt. Die Beleuchtung erfolgt unter einem Winkel, der etwas größer ist als der totale Reflexionswinkel von Papier und Tusche, obwohl durch die Lichtausbeute sehr gering ist. Bei Spiegelspiegelung würden sich die Helligkeitsunterschiede zwischen schwarzem Kurvenstrich und weißer Zeichenfläche stark verringern, auch bei Verwendung ausgesprochen milder Zeichentusche. Der Lichtpunkt ist genügend groß, so daß trotz dem schrägen Lichteinfall auch bei Abstandsschwankungen die gerade abgetastete Linie ausreichend beleuchtet ist.

Die Scharfeinstellung des Kurvenbildes auf dem Schirm geschieht durch Ändern der Entfernung des Abtastkopfs vom Zeichenblatt. Durch eine Einkreis-Öffnung (vgl. Abb. 2) kann man über einen kleinen Spiegel das Kurvenbild auf der Unterseite des Schirms beobachten und so auch während des Arbeitens die Scharfeinstellung und die Genauigkeit der Abtastung ständig überwachen.

Einige technische Daten: Beleuchtung durch Punktlichtlampe 6 V, 15 W; Kondensor-Durchmesser 20 mm, Brennweite etwa 18 mm; Abbildungsobjektiv Lichtstärke 1:1, Brennweite 12,5 mm; Photozelle Type Preßler D 150 Zsp, Durchmesser 18 mm, Länge 50 mm, Edelgasfüllung, rot empfindlich, Photozellenstrom bei mittlerer Beleuchtung etwa $0,2 \mu\text{A}$.

Der elektrische Verstärker.

Der Photozellenstrom ist ein mit der auftretenden Lichtmenge veränderlicher Gleichstrom. Dessen Verstärkung durch einen reinen Gleichstromverstärker wie etwa bei HAZEN, JAEGER und BROWN [3] macht die bekannten Schwierigkeiten bei Stabilisierung, Kopplung der Verstärkerstufen und Siebung. Deshalb wird der Gleichstrom zum Modulieren einer Wechselspannung benutzt, die in einem Wechselstromverstärker verstärkt wird. Abb. 4 zeigt seine grundsätzliche Wirkungsweise. Die erste Röhre ist eine Regelröhre zur Modulation der Netzfrequenz (50 Hz). Die sich ergebenden, über eine etwa 2 m lange abgeschirmte Leitung zugeführten Photozellenströme bewirken am Gitterableitwiderstand von $3 \text{ M}\Omega$ Spannungsänderungen von $\pm 0,6 \text{ V}$ vom Mittelwert. Um damit die Steilheit der zweiten Röhre möglichst stark zu ändern, muß die Kennlinie der zweiten Röhre einen sehr scharfen Knick haben, wie ihn beispielsweise die nicht als Regelröhre gebaute EF 12 aufweist. Der beste Arbeitspunkt (stärkste Steilheitsänderung) liegt bei $-3,5 \text{ V}$ Gitterspannung. Die Modulationswechselspannung (0,5 bis 1 V) wird dem Schirmgitter zugeführt.

Der von der Röhre abgegebenen Wechselspannung ist eine feste „Kompensationsspannung“ entgegengesetzter Phasenlage zugeschaltet von einer solchen Größe, daß die bei richtig beleuchteter Photozelle stehende Wechselspannung der ersten Röhre aufgehoben wird. Bei stärkerer Beleuchtung überwiegt die Wechselspannung der ersten Röhre, bei schwächerer Beleuchtung die Kompensationsspannung.

Alle 6 Funktionstische der Integrieranlage IPM-OTT sind mit der beschriebenen Abtasteinrichtung

ausgerüstet. Dadurch ist der Anwendungsbereich der Integrieranlage gegenüber dem Gebrauch ohne Kurvenabtastung beträchtlich erweitert [4]. Erstens können alle noch so verwickelten Ausdrücke der Differentialgleichung, welche die gleiche Veränderliche enthalten, mit Hilfe eines einzigen Funktionstisches eingearbeitet werden, wenn sie nur als eindeutige Kurven aufzeichnenbar sind. Zweitens machen sogar nur empirisch bekannte Zusammenhänge zwischen den Veränderlichen der Differentialgleichung keine Schwierigkeiten. In dieser Art konnten bei weitaus den meisten der bisher bearbeiteten Aufgaben Funktionstische benutzt werden. Sogar für Rechenoperationen, die auch mit einem der vorhandenen Rechengeräte ausführbar sind, wie Quadrieren, Quadratwurzelziehen oder Kehrwertbilden mit dem Multiplizier- und Dividiergerät, ist ein Funktionstisch mit entsprechender Kurve $v = u^2$ oder $v = \sqrt{u}$ oder $v = \frac{1}{u}$ vorzuziehen. Eine Sammlung vorbereiteter Kurvenblätter ist für solche Zwecke vorhanden und wird nach den Bedürfnissen laufend erweitert.

Zum automatischen Führen anderer mathematischer Instrumente werden die vorhandenen Funktionstische benutzt, die dabei den Fahrstift des Instruments mit Hilfe eines besonderen Nachführgeräts nach der abgetasteten Kurve bewegen. Vergleiche bei einem automatisch geführten Scheibenplanimeter zeigten eine Verringerung der Meßwertstreuung auf etwa $\frac{1}{3}$ der Streuung bei Handführung. Bei automatischem Führen eines Harmonischen Analysators MADER-OTT stimmten die gemessenen Harmonischen mit den rechnerisch ermittelten Kontrollwerten meist auf $\pm 0,1$ mm Amplitude überein, das ist etwa die Ablesegenauigkeit der Meßwerke (Planimeter).

Für anderweitige Verwendung der Abtasteinrichtung muß man notfalls die von der Integrieranlage her bestimmte Dimensionierung oder die Konstruktion ändern. So empfiehlt es sich bei höherer Abtastge-

schwindigkeit, nicht die große Masse der Kurve oder auch des Abtastkopfs zu bewegen, sondern den Abtastpunkt optisch etwa durch einen geschw. Spiegel auf der Kurve zu halten. Bei Werkzeugmaschinen ist das Abtasten geschlossener Kurven nötig; dazu muß die Photozellensteuerung auf Koordinatenrichtungen einwirken können und dem Kurvenverlauf umgeschaltet werden. Von diesen Änderungen und Ergänzungen abgesehen, ist die beschriebene Einrichtung wegen ihrer Unempfindlichkeit gegen Fremdlicht und ihrer Betriebssicherheit durch Vermeiden von Gleichstromverstärkern anderweitig mit gutem Erfolg zu brauchen sei.

Zusammenfassung.

Eine für die Integrieranlage IPM-OTT entworfene Einrichtung gestattet, gezeichnete Kurven mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm abzutasten und die Kurvenordinate laufend an andere Geräte weiterzugeben. Es wird die eine Kante des Kurvenstrichs (Schweißgrenze) abgetastet. Die Einrichtung ist fast unempfindlich gegen Fremdlicht und durch Vermeidung von Gleichstromverstärkern sehr betriebssicher. Sie hat den Anwendungsbereich der Integrieranlage beträchtlich erweitert und kann unmittelbar oder nach geringen Änderungen oder Fortentwicklungen für andere Zwecke verwendet werden, z. B. zum Steuern von mathematischen Instrumenten oder zum Steuern von Werkzeugmaschinen.

Literatur. [1] WALTHER, A. u. H.-J. DREYER: *Naturwissenschaften* **36**, 199 (1949). — [2] BUSH, V.: *J. Franklin Inst.* **2**, 193 (1931). — [3] HAZEN, H. L., J. J. JAEGER and G. S. F. *Rev. sci. Instr.* **7**, 353 (1936). — [4] DREYER, H.-J.: *Optisch-elektrisches Kurvenabtasten bei Integrieranlagen und anderen mathematischen Geräten*. Dissertation Darmstadt 1950. 82 S. — [5] DREYER, H.-J.: *Dtsch. Luftfahrt-Forsch. u. Zentr. wiss. Berichtswes., Forsch.-Ber.* 1979 (1944). NIEMAN, C. W.: *Mech. Engg.* **49**, 1017 (1927). — *U.S. Pat.* Nr. 1 751 641.

Dr.-Ing. H.-J. DREYER, Darmstadt, Bessungerstr.

Bemerkung über die Grenzfrequenz in dielektrischen Platten.

Von H. OTT, Würzburg.

Mit 1 Textabbildung.

(Eingegangen am 18. Juli 1951.)

Es scheint kaum bekannt zu sein, daß sich aus den FRESNELSchen Formeln der Optik ohne besondere Rechnung ablesen läßt, unter welchen Umständen

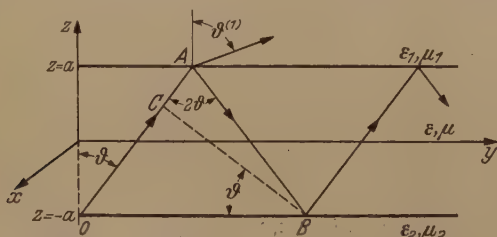


Abb. 1. Ebene Welle in der planparallelen Platte. Gangunterschied: $OAB-OC = 4a \cos \vartheta$.

elektromagnetische Wellen durch eine dielektrische Platte ohne untere Grenzfrequenz fortgeleitet werden können.

§ 1. Anpassungsbedingung. Eine fortschreitende ebene Welle kann innerhalb einer (verlustfreien) Platte

nur dann ungeschwächt weiterlaufen, wenn ihr Einfallswinkel ϑ auf die Grenzflächen (s. Abb.) zwei Bedingungen genügt, nämlich

1. in den Bereich der Totalreflexion fällt, und
2. „in die Platte paßt“.

Letzteres besagt, daß der nach wechselseitiger Totalreflexion an den Grenzflächen entstandene Phasenschied, der sich aus „Gangphase“ und „Reflexionsphase“ zusammensetzt, ganzzahlig sein muß. Ist die Plattendicke und k die (reelle) Wellenzahl in der Platte, so ist die Gangphase, entsprechend dem Gangunterschied $OAB-OC$ (s. Abb.), gleich $4ka \cos \vartheta$ und die Reflexionsphase, verursacht durch die Phasensprünge φ_j ($j=1,2$) der beiden Einzelreflexionen, gleich $\varphi_1 + \varphi_2$. Dies führt zur Anpassungsbedingung:

$$4ka \cos \vartheta + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi m \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

mit den Lösungen $\vartheta = \vartheta_m$. Die φ_j folgen aus den FRESNELSchen Reflexionskoeffizienten f_j . Sind ϵ und μ

Permeabilität der Platte, ε_j und μ_j die Werte umgebung, so lautet f mit dem wechselseitigen Brechungsindex $n_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_j \mu_j}{\varepsilon \mu}}$ und der Abkürzung $\sqrt{n_j^2 - \sin^2 \vartheta}$:

$$f_j = \frac{\gamma_j \cos \vartheta - w_j}{\gamma_j \cos \vartheta + w_j} = |f_j| e^{i\varphi_j} \quad (2)$$

$\gamma_j = \varepsilon_j / \varepsilon$ oder μ_j / μ , je nachdem \mathcal{E} oder \mathcal{H} parallel Einfallsebene (: E -Welle oder H -Welle).

Bereich der Totalreflexion $\sin \vartheta > n$ ist w (der j werde vorübergehend weggelassen) rein imaginär und zwar, was hier vorweggenommen werde, im Einklang mit dem Dämpfungsfaktor der Außenwelle (8) imaginär. f wird dann eine reine Phasenfunktion:

$$f = \frac{\gamma \cos \vartheta - i|w|}{\gamma \cos \vartheta + i|w|} = e^{i\varphi} \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = -\frac{|w|}{\gamma \cos \vartheta} \quad (4)$$

Die wohlbekannte Theorie der FRESNELSchen Reflexionsoptik. Für das Folgende beachte man, daß φ negativer Winkel ist ($\frac{\varphi}{2}$ liegt nach (3) im 4. Quadranten!), der vom Grenzwinkel $\vartheta = \vartheta_0 = \arcsin n$

streichenden Inzidenz $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ von Null auf $-\pi$

übergeht. Wir beziehen noch den Fall ein, daß eines der Medien, etwa das obere, ein vollkommener Leiter ist, erhalten durch Grenzübergang $\varepsilon_1 \rightarrow i\infty$ aus (2),

$$f_1 = +1, \varphi_1 = 0 \text{ für die } E\text{-Welle,} \quad (4a)$$

$$f_1 = -1, \varphi_1 = -\pi \text{ für die } H\text{-Welle.} \quad (4b)$$

3. Grenzfrequenz. Schreibt man (1) in der Form

$$ka = \frac{|\varphi_1 + \varphi_2| + 2\pi m}{4 \cos \vartheta}, \quad (1a)$$

mit der rechten Seite im Bereich der Totalreflexion (4, 4a, 4b) monoton mit ϑ ab, womit sich die nach dem kleinsten erlaubten Wert von ka (Grenzfrequenz) sofort beantworten läßt. In der Regel derselbe bei der Grundschwingung $m = 0$ zu sein (in welcher die Gangphase durch die Reflexionsphase wieder völlig rückgängig gemacht wird!). Einzelnen ergibt sich:

Die Grundschwingung $m = 0$ hat keine Grenzfrequenz:

Bei gleichen Außenmedien, wo $\varphi_1 + \varphi_2 = 2\varphi$ Annäherung an den Grenzwinkel ϑ_0 verschwindet. Bei verschiedenen Außenmedien, falls diese im Brechungsindex übereinstimmen. Dann kann $|\varphi_1 + \varphi_2|$ beliebig klein werden, da beide φ_j im gemeinsamen Grenzwinkel verschwinden, so verschieden sie im übrigen Winkelbereich für $\gamma_1 \neq \gamma_2$ sein mögen.

In einer einseitig an einen vollkommenen Leiter grenzenden dielektrischen Schicht im Fall der E -Welle wo $\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi_2$ mit $\vartheta \rightarrow \vartheta_{12}$ verschwindet.

In der dielektrischen Schicht (oder „Luftplatte“) zwischen zwei Metallen im Fall der E -Welle. Wegen $\varphi_2 = 0$ ist (1) für $m = 0$, nämlich $4ka \cdot \cos \vartheta = 0$

Einfallswinkel $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ für alle Werte ka erfüllbar.

In diesen vier Fällen können sich also beliebig lange ungedämpft durch die Platte fortpflanzen;

wieweit sie praktisch angeregt werden können; ist eine andere Frage, s. dazu Abschnitt 5.

B. Dagegen existiert eine von Null verschiedene Grenzfrequenz:

1. Bei Außenmedien von verschiedenem Brechungsindex, weil jetzt $|\varphi_1 + \varphi_2|$ nicht mehr beliebig klein gemacht werden kann. Denn ist z. B. n_1 der größere der beiden Brechungsindizes, so darf der Einfallswinkel ϑ nicht unter den durch $\sin \vartheta_{01} = n_1$ gegebenen größeren der beiden Grenzwinkel sinken, da man sonst aus dem Bereich der Totalreflexion herauskäme. Mit abnehmendem ϑ erreicht daher (1a) den kleinsten erlaubten Wert im Grenzwinkel ϑ_{01} , in welchem φ_1 , aber noch nicht φ_2 verschwindet. Diese Grenzfrequenz ist gegeben durch $4ka \cdot \cos \vartheta_{01} = -\varphi_2(\vartheta_{01})$ und läßt sich mit Rücksicht auf (4) vermöge

$$\operatorname{tg} (2ka \cdot \cos \vartheta_{01}) = -\operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \vartheta_{01} - n_2^2}}{\gamma_2 \cos \vartheta_{01}}$$

in einfacher Weise aus den optischen Konstanten berechnen.

2. In der einseitig an Metall grenzenden dielektrischen Schicht im Fall der H -Welle (4b), wo $4ka \cos \vartheta = \pi - \varphi_2$ den kleinsten Wert im Grenzwinkel ϑ_{02} erreicht, in welchem φ_2 verschwindet. Die Grenzfrequenz ist also gegeben durch

$$4ka \cdot \cos \vartheta_{02} = 4ka \sqrt{1 - n_2^2} = \pi.$$

3. In der dielektrischen Schicht (oder Luftplatte) zwischen zwei Metallen im Fall der H -Welle (4b). Wegen $\varphi_1 = \varphi_2 = -\pi$ lautet nun (1)

$$4ka \cdot \cos \vartheta = 2\pi(m+1)$$

und ist zwar für $m = -1$, $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ für jedes ka erfüllbar, aber in diesem Fall verschwindet die Amplitude (5). Der kleinste mögliche Wert von ka ist daher die Grenzfrequenz der nächsthöheren Oberschwingung, nämlich

$$4ka = \frac{2\pi}{\cos \vartheta} = 2\pi.$$

Analog ergeben sich aus (1a) natürlich auch die Grenzfrequenzen der einzelnen Oberschwingungen, die hier nicht interessieren.

Vorstehende Überlegungen gelten auch für die Akustik, wenn man unter γ_j und n_j das Verhältnis der Dichten ρ_j/ρ bzw. der Phasengeschwindigkeiten v/v_j versteht.

§ 3. Das Feld in der Platte. Eine in der Platte von unten nach oben fortschreitende ebene Welle und ihr Spiegelbild an der oberen Grenzfläche (s. Abb.) ergeben zusammen die Feldstärke F_x ($= H_x$ bei der E -Welle, $= E_x$ bei der H -Welle):

$$F_x = A_m e^{ik y \cdot \sin \vartheta_m} \left\{ e^{ik(z-a) \cos \vartheta_m} + f_1(\vartheta_m) e^{-ik(z-a) \cos \vartheta_m} \right\} \quad (5)$$

Bis auf einen Phasenfaktor wird dieser Ansatz an der oberen Grenzfläche $z=a$ gleich $1 + f_1$, an der unteren $z=-a$ vermöge (3,1) gleich $f_2 + 1$, so daß die Grenzbedingungen nach Hinzunahme der Außenwelle (7) erfüllt sind. Für die verschiedenen Außenmedien folgt je nach dem Wert von f_1 aus (5,3) und (1):

a) Gleiche Außenmedien:

$$F_x = 2A_m e^{ik(y \cdot \sin \vartheta_m - a \cos \vartheta_m)} \begin{cases} \cos(kz \cdot \cos \vartheta_m), & \text{wenn } m = 2s, \\ i \sin(kz \cdot \cos \vartheta_m), & \text{wenn } m = 2s+1. \end{cases}$$

b) Verschiedene Außenmedien:

$$F_x = 2 C_m e^{i k \cdot \sin \vartheta_m} \left\{ \gamma_1 \cos(\vartheta_m) \cos(k(z-a) \cos \vartheta_m) + |w_1| \sin(k(z-a) \cos \vartheta_m) \right\}$$

c) Das obere Medium ein vollkommener Leiter:

$$F_x = 2 A_m e^{i k y \cdot \sin \vartheta_m} \begin{cases} \cos(k(z-a) \cos \vartheta_m) & \text{für die } E\text{-Welle,} \\ i \sin(k(z-a) \cos \vartheta_m) & \text{für die } H\text{-Welle.} \end{cases}$$

§ 4. *Außenwelle.* Die „gebrochene“ Welle im Außenraum (s. Abb.) läßt sich mittels des FRESNELschen Durchlässigkeitskoeffizienten

$$g(\vartheta) = \frac{2\gamma \cos \vartheta}{\gamma \cos \vartheta + i|w|} \quad (6)$$

sofort anschreiben, z. B. für den oberen Raum $z > a$:

$$F_x = A_m g_1 e^{i k_1 (y \cdot \sin \vartheta_m^1 + (z-a) \cos \vartheta_m^1)} \quad (7)$$

Drückt man hierin ϑ^1 mittels des Brechungsgesetzes $k_1 \sin \vartheta^1 = k \cdot \sin \vartheta$ durch ϑ aus, so ergibt sich mit $k_1 \cos \vartheta^1 = kw$ die bekannte inhomogene Welle der Totalreflexion:

$$F_x = A_m g_1(\vartheta_m) e^{i k (y \cdot \sin \vartheta_m + (z-a) w_1)} = A_m g_1(\vartheta_m) e^{i k y \cdot \sin \vartheta_m - k(z-a) |w_1|} \quad (8)$$

deren Dämpfungsdekrement $i k(z-a)w = -k(z-a)|w|$ sinnvoll nur für *positiv-imaginäres* w wird, was in Gl. (3) bereits vorweggenommen wurde.

§ 5. *Anregungsmöglichkeit.* Mit dem bloßen Nachweis, daß unter gewissen Umständen Schwingungen ohne Grenzfrequenz *physikalisch möglich* sind, ist es für die Praxis natürlich noch nicht getan. Ebenso wichtig ist die Frage, ob die Schwingung für beliebig lange Wellen auch tatsächlich angeregt werden kann. Die Antwort, die größere mathematische Mittel erfordert, findet sich in einer demnächst erscheinenden Arbeit des Verf., in welcher die Anregung der Platte durch eingebettete HERTZsche Dipole untersucht wird. Es zeigt sich, daß die fraglichen Wellentypen *ohne* Grenzfrequenz wohl für kleinste ka noch vorhanden sind, aber sie sind schwer anzuregen, wenn die Wellenlänge in der Platte einen bestimmten Wert der Plattendicke $2a$ überschreitet. Die Amplituden von Grund- und Oberschwingungen erweisen sich nämlich proportional den „dynamischen Anregungskoeffizienten“¹ $c_m(\lambda)$, die sich im Fall der E -Welle bei der freistehenden Platte von genügend großer DK durch die ein-

fache Formel

$$c_m(\lambda) = \left[1 + \frac{\varepsilon_0/\varepsilon}{ka|w|(\sin^2 \vartheta - n^2 \cos^2 \vartheta)} \right]^{-1}$$

wiedergeben lassen. Hierin ist ϑ jeweils durch die Gl. (1) zu ersetzen. Für die einseitig an Metall grenzende Platte ist der zweite Summand in (9) zu halbieren. Man liest aus (9) unmittelbar den starken Abfall der c mit wachsendem λ ab, der vor allem durch die Wurzel w im Nenner des zweiten Glieds verursacht wird, welche für die Grenzfrequenzen der einzelnen Oberschwingungen wegen $\vartheta_m \rightarrow \vartheta_g$ verschwindet für die Grundschwingung mit abnehmendem ka begrenzt abnimmt. Die Amplitude der m -ten Oberschwingung fällt also noch vor der Grenzfrequenz ab und wird in der Grenzfrequenz selbst gleich Null. Für die Grundschwingung beginnt der Abfall

bei der freistehenden Platte kurz vor dem Wert ka oder $\lambda = 4a$ (das ist ungefähr die Grenzfrequenz der 1. Oberschwingung!) und wird dort zunächst so steil, daß man fast von einer scharfen Kante reden kann, jedoch später wieder flacher, nämlich prop. $\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2$ läuft, entsprechend der für kleine ka geltenden Näherungsformel $c \approx (n^2 ka)^2$. Beistehende Tabelle zeigt diesen Verlauf veranschaulichen.

$\frac{\lambda}{h}$	1	2	3	4	8	10
c_0	1	0,65	$7 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$
c'_0	1	1	0,98	0,65	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$

$h = 2a$: Plattendicke, λ : Wellenlänge in der Platte; Platte in DK, $\varepsilon = 100$,

c_0 : für die freistehende Platte,

c'_0 : für die einseitig an Metall grenzende Platte.

Anregungskoeffizient c_0 für die Amplitude der Grundschwingung.

Obwohl also prinzipiell keine scharfe Grenzfrequenz existiert, ist doch einer beliebigen Vergrößerung der Wellenlänge praktisch früher oder später eine Grenze gesetzt. Die Welle würde wohl auch unempfindlich gegen störanfälliger werden, da sich ihr Außenfeld (8) mit zunehmender Dämpfung $|w|$ mehr und mehr in die Umgebung der Platte ausdehnt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, wie man mit Hilfe der FRESNELschen Formeln entscheiden kann, wann bei dielektrischen Platten eine untere Grenzfrequenz existiert. Eine Formel zu ihrer Berechnung wird angegeben.

Prof. Dr. H. OTT,
Würzburg, Franz-Schubertstr.

¹ Hinzu kommen noch „geometrische Anregungskoeffizienten“, welche von der Lage der anregenden Dipole und ihrer Verteilung abhängen.

Über die Meßgenauigkeit bei Fadenpyrometern.

Von J. EULER und W. SCHNEIDER, Braunschweig.

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. Mai 1951.)

Die visuelle Photometrie und damit auch der Gebrauch des Fadenpyrometers beruht auf der Fähigkeit des menschlichen Auges, kleine Intensitätsunterschiede zweier leuchtender Felder zu bemerken. Diese biologische Tatsache läßt sich durch die Angabe bestimmter Unterschiedsschwellen in Zahlen ausdrücken und geht dann als die Begrenzung der photometrischen Meßgenauigkeit in die Meßtechnik ein. Als biologische Größe ist die Unterschiedsschwelle stets individuell verschieden, andererseits hängt sie von einer großen Zahl von Parametern ab. Während die sogenannte optimale Unterschiedsschwelle bei einem Wert um 1900 in einer Reihe von Arbeiten zu rund 1% bestimmt war, liegen Angaben über die bei Verwendung von Fadenpyrometern wirksamen Unterschiedsschwellen kaum vor. Man findet lediglich verstreute Hinweise in den Büchern über Photometrie. So gibt RIBAUD [1] eine Meßgenauigkeit von $<0,5$ Grad beim Palladiumpunkt an. Das bedeutet für $\lambda = 650 \text{ m}\mu$ eine Schwelle von $<0,5\%$. Ansonsten gibt er eine Unterschiedsschwelle von nur 1% an. TINGWALDT [2] rechnet bei geübten Beobachtern und unter guten Bedingungen mit ähnlichen Werten.

Über die unter ungünstigen Bedingungen wirkenden Schwellen, insbesondere bei nicht völlig gleichmäßigen Meßfeldern, liegen für Fadenpyrometer keine Angaben vor. Ebenso ist der Einfluß eventueller Veränderungen oder der Einfluß von Anomalien des Farbpyrometers bisher nicht untersucht worden. Auch die Wirkung binokularer Beobachtung ist nicht ge-

klärt. Die Unterschiedsschwelle und damit die erreichbare Einstellgenauigkeit ist aber für die pyrometrische Meßgenauigkeit von entscheidender Bedeutung, um so wie es auf der zehnten internationalen Konferenz über die Einheit der Maße und Gewichte in Paris 1948 eine Neufestsetzung des Wertes zu $1,438 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$ erfolgt ist.

Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, die experimentellen Angaben für die Unterschiedsschwelle bei Fadenpyrometern zu machen. Dabei wird nur mit einem Pyrometer gearbeitet, die einen vollständigen Aufbau erlauben, deren optischer Aufbau also ein „Verändern“ des Fadens auf dem Meßobjekt zuläßt. Es werden Beleuchtungsstärke, Umfeldgröße, Fadenlänge und Fadendimensionen. Weiter wird der Einfluß der Farbentüchtigkeit untersucht und schließlich wird versucht, durch eine Kontrasteinrichtung

Nach Fertigstellung unserer Arbeit erhielten wir von der Veröffentlichung von G. URBAIN, Rev. Opt. 30, S. 32–45 Kenntnis. Die dort angegebenen Werte sind mit unseren Werten größenordnungsmäßig zu vereinbaren. Ein genauer Vergleich ist nicht möglich, weil wir die Filterkonstanten und die Durchlässigkeit der dort verwandten Pyrometer nicht kennen. U. nimmt an, daß eine eindeutige Abhängigkeit der Unterschiedsschwelle vom Flächenverhältnis von Meßfeld und Faden besteht. Diese Voraussetzung ist nach unseren Messungen sicher zutreffend; U. hat wahrscheinlich zu wenig Messungen durchgeführt, um sich davon zu überzeugen. Seine Arbeit ist deshalb wegen der Verwendung statistischer Methoden be-

deutend. Die Einstellgenauigkeit zu steigern. Die rund 250 Meßreihen sind mit 18 Versuchspersonen¹ erhalten worden, unter denen sich zwei rotgrünblinde befanden.

2. Wir gewinnen die Unterschiedsschwelle jeweils aus einer Meßreihe von n Einzelwerten, bei denen der Beobachter, abwechselnd von zu hellem und zu dunklem Faden ausgehend, auf Gleichheit einstellt. Die Anzahl n der zu einer Reihe gehörenden Einstellungen ist durch die Ermüdung begrenzt. Da nach etwa 20 min eine merkliche Verschlechterung einsetzt, haben wir die Reihen auf 12 min begrenzt. Das bedeutet bei 20 Messungen für jede Einstellung rund

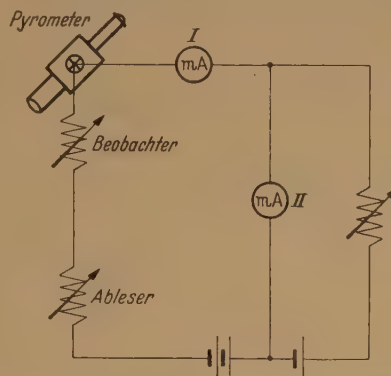


Abb. 1. Kompensationsschaltung. Die Absolutwerte von T und dT/di erhält man aus der Ablesung an Instrument I genügend genau. Das Schwanken der Einstellung kann an Instrument II abgelesen werden.

36 sec. Diese verhältnismäßig kurze Zeit sollte möglichst dem Beobachter bleiben.

Wir haben daher von der Benutzung eines Kompensators zur Strommessung abgesehen und die in Abb. 1 dargestellte Kompensationsschaltung benutzt, die eine direkte Ablesung am Instrument II ermöglicht. Diese Schaltung konnten wir anwenden, weil die absolute Höhe der Temperatur aus den Angaben des Instruments I genügend genau bekannt ist. Wir benötigen den Absolutwert des Lampenstromes i , um aus der Eichkurve des Pyrometers $T(i)$ den zugehörigen Wert von T sowohl wie von dT/di zu gewinnen. Ist U die Unterschiedsschwelle (mittlerer Fehler der Leuchtdichte einer Meßreihe), so ist über die Gleichung (1), die aus der WIENSchen Formel bei Vernachlässigung höherer Potenzen von U folgt:

$$U = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T} \cdot \bar{\tau} \quad (1)$$

der mittlere Fehler der Temperatur $\bar{\tau}$ mit der Unterschiedsschwelle verknüpft nach $U = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T} \cdot \bar{\tau}$. Kennt man weiter noch die Abhängigkeit zwischen Lampenstrom und Temperaturangabe des Instrumentes, so kann mit U man

$$\bar{\tau} = \frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{di} \cdot \Delta i \text{ direkt aus dem mittleren Fehler}$$

¹ Allen Herren, die uns bei den langwierigen Meßreihen unterstützt haben, danken wir an dieser Stelle herzlich. Ihre Hilfe ist um so mehr anzuerkennen, als die meisten Meßreihen nachts aufgenommen worden sind.

des Lampenstromes Δi zu

$$U = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{T^2} \cdot \frac{dT}{di} \cdot \Delta i \text{ ermitteln.} \quad (1^*)$$

Diese Ermittlung der Unterschiedsschwelle ist nicht völlig korrekt. Wir haben in unserem Falle zwei Punkthaufen $l_1 \dots l_{n/2}$ und $m_1 \dots m_{n/2}$ vorliegen, die sich statistisch um die beiden Einstellungen L (kein dunkler Faden mehr) und M (kein heller Faden mehr) verteilen. Stellen wir jeden Meßwert durch $l = L + \varepsilon$

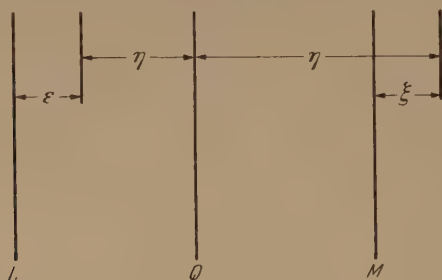


Abb. 2. Erklärung im Text.

bzw. $m = M + \xi$ dar, so sind L und M die arithmetischen Mittelwerte ihrer Punkthaufen. Wir können aber aus beiden Punktearten einen gemeinsamen Mittelwert Q berechnen und alle Punkte von hier aus betrachten. Wir erhalten dann:

$$\eta = L - Q + \varepsilon \quad \text{bzw.} \quad \eta = M - Q + \xi.$$

$\frac{M-L}{2}$ ist die gesuchte Unterschiedsschwelle; mit $L - Q = -\frac{1}{2} \Delta$ und $M - Q = \frac{1}{2} \Delta$ haben wir zwei Ausdrücke für η , mit deren Hilfe wir den mittleren

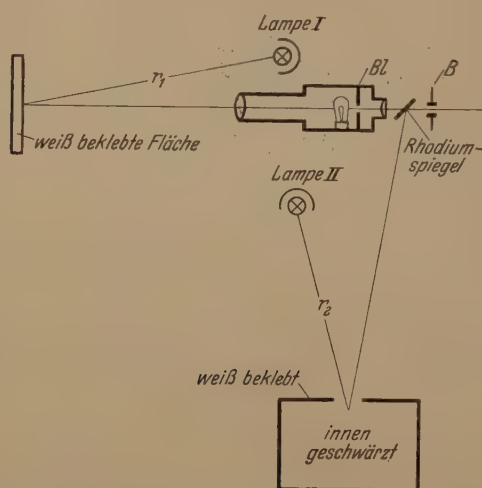


Abb. 3. Zur Ermittlung der Durchlässigkeit des Pyrometers wird visuell die Leuchtdichte einer durch das Pyrometer betrachteten weißen Fläche mit einer zweiten unmittelbar gesehenen Fläche verglichen.

Fehler U aller Punkte bezüglich Q berechnen können:

$$n U^2 = \frac{n}{2} \frac{\Delta^2}{4} - \frac{\Delta}{2} \sum \varepsilon + \sum \varepsilon^2 + \frac{n}{2} \frac{\Delta^2}{4} + \frac{\Delta}{2} \sum \xi + \sum \xi^2.$$

Wegen $\sum \varepsilon = \sum \xi = 0$ wird das

$$n U^2 = \frac{n}{4} \Delta^2 + \sum \varepsilon^2 + \sum \xi^2.$$

Wenn also V bzw. W der mittlere Fehler der Punkte l um L bzw. der Punkte m um M ist, so v

$$U^2 = \frac{1}{4} \Delta^2 + \frac{n}{4} V^2 + \frac{n}{4} W^2.$$

Die von uns gemachte Voraussetzung $U \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$ ist also nur gültig, wenn die mittleren Fehler der Punkte l um L und m um M sich gegenüber dem Abstand $\Delta = M - L$ verhalten. Tatsächlich ist in vielen Fällen die von uns benutzte Näherung zutreffend. Besonders bei kleinen Schwellen wird aber unzulässig.

Das Ergebnis der Gleichung (2) erscheint zunächst befremdlich, weil die Abweichung von unserer Voraussetzung mit wachsendem n zunimmt. Tatsächlich wird aber V^2 selbst mit $\frac{1}{n}$ kleiner, sodaß also $n V^2$ unabhängig von n die gleiche Größenordnung beibehält. Man muß also nicht die mittleren Fehler der gesamten Meßreihe betrachten, sondern die Differenzen der Mittelwerte aller von „zu hell“ und aller von „zu dunkel“ her eingestellten Werte nehmen. Man erhält dann die Unterschiedsschwelle um so genauer, je kleiner die Fehler dieser Mittelwerte gegenüber ihrem Abstand Δ sind. Diese Mittelwerte haben jeweils einen Fehler

$$V = \sqrt{\frac{\sum \varepsilon^2}{\frac{n}{2} \left(\frac{n}{2} - 1 \right)}} \sim \frac{2}{n} \sqrt{\sum \varepsilon^2}$$

weil ja nun nur noch $\frac{n}{2}$ Messungen daran beteiligt sind. In unserer Gleichung (1*) bedeutet also Δi nicht den mittleren Fehler der Strommessungen, sondern die halbe Differenz der Mittelwerte je aller von „zu hell“ und „zu dunkel“ her erhaltenen Abgleichstellungen am Strommesser.

3. Zur Festlegung der Gesichtsfeldgröße dient ein halbdurchlässiger Spiegel hinter dem Okular, mit dem eine Skala in 25 cm Entfernung gleichzeitig mit dem Objekt betrachtet werden konnte.

Wir geben alle Größen, die sich auf das Gesichtsfeld beziehen, in cm an und beziehen uns dabei auf einen Skalenabstand von 25 cm vom Auge. Die Berechnung in Bogengrad ($360^\circ = 2\pi$) ist dann nähernd $1 \text{ cm} = 2,3^\circ$ bzw. $1^\circ = 0,43 \text{ cm}$.

Die Leuchtdichte B des Gesichtsfeldes im Pyrometer berechnet sich ganz allgemein nach der Formel

$$B = \frac{d^*}{M} S(\varepsilon, \lambda, T) V(\lambda) F(\lambda) d\lambda \quad \left| \begin{array}{l} \varepsilon = \text{Emissionsvermögen} \\ \lambda = \text{Wellenlänge} \\ T = \text{Strahlertemperatur} \end{array} \right.$$

worin S die Strahldichte des angemessenen Strahlens, V die spektrale Augenempfindlichkeitsfunktion, F die Durchlässigkeit des eingebauten Filters, d^* die (selektive) Durchlässigkeit der Pyrometeroptik und M das Lichtäquivalent in $\frac{\text{W/cm}^2}{\text{asb}}$ sind. Das Integral erstreckt sich über das gesamte sichtbare Gebiet.

Die Größen M , V , F und S sind bekannt, so daß also nur die Festlegung von d^* nötig ist, um für verschiedene Fälle Aussagen machen zu können. Die Größe d^* erhalten wir durch Vergleichsmessungen. Die Versuchsanordnung ist aus Abb. 3 zu entnehmen. In das zu untersuchende Pyrometer wird dicht hinter der Lampe eine Blende Bl eingesetzt, die das Gesichtsfeld bis auf

inschränkt. Durch den halbdurchlässigen Spie-
rachtet man einen innen schwarz ausgeschlage-
sten mit einem kreisrunden Loch in der Front.
stände und die Fokussierungen, werden so ge-
daß der von der Blende *Bl* übriggelassene Ge-
eldteil in der Ebene des Kastens gesehen wird
h mit dem Loch deckt. Mit dem Pyrometer be-
et man einen weißen Schirm; die Vorderwand
warzen Kastens ist außen mit dem gleichen Ma-
ebenfalls weiß beklebt. Beide weiße Flächen
n von je einer gleichen und auswechselbaren 200-
Lampe angestrahlt. Gegenseitige Störungen
Lampen sind auszuschließen, da sie abgeschirmt
und der Kasten im Nebenzimmer aufgestellt
Die Irisblende *B* sitzt in der Austrittspupille des
eters und kann seitlich justiert werden. Ohne
Blende wären die Ergebnisse durch die Pupillen-
des Auges beeinflusst, weil für beide zu verglei-
Gesichtsfeldteile verschiedene Pupillen wirk-
ären. Sind r_1 und r_2 die Abstände der beiden
en und sind R und T die Reflexions- bzw. Durch-
eitsfaktoren des Rhodiumspiegels S , so wird

$$d^* = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \frac{R}{T}.$$

Fehler unserer Messungen hält sich sicher unter
Die Methode reicht damit für die Ermittlung der
tsfeld-Leuchtdichte wegen der logarithmischen
ndungsskala völlig aus.

In Abb. 4 sind die von uns ermessenen Abhängig-
der Unterschiedsschwelle von Leuchtdichte und
länge aufgetragen. Die eingetragenen Punkte
en sich auf Messungen mit normal farbtüchtigen
chtungen (STEINDLER-Typus). Wie man sieht,
die Schwelle mit zunehmender Beleuchtung ab,
erhalb von etwa 100 Apostilb annähernd kon-
zu werden. Der erreichte Grenzwert liegt bei
Vergleicht man die von uns erhaltenen Punkte
n Kurven von KÖNIG und BRODHUN [3], so er-
man die große Ähnlichkeit. Unterschiede be-
jedoch in zweifacher Hinsicht. Einmal haben
annten Autoren nur eine relative Skala für die

Tabelle 1.

Gesichtsfeld- Durchmesser (cm)	Unterschiedsschwelle	
	$\lambda = 650 \text{ m}\mu$	$\lambda = 535 \text{ m}\mu$
15	0,4	0,5
10	0,3	0,4
6	0,4	0,6
4	0,5	0,6
3	0,4	0,7
2	0,6	0,8
1,5	0,7	0,8
1,0	1,5	2,0
0,5	3,5	4,2
0,2	6,5	7,0

200 asb

ldichte angegeben, andererseits haben sie eine
nung von zwei Feldern im dunklen Umfeld un-
ht, die etwa dem LUMMER-BRODHUNschen Pho-
er entspricht. Aus diesem Grunde sind andere
für die Unterschiedsschwelle zu erwarten als
s. Das Diagramm $\Delta B/B = f(\log B)$ läßt sich
durch zwei Proportionalkonstanten so verschie-
daß die Werte von KÖNIG und BRODHUN sich mit
en Meßpunkten fast decken.

Die Ergebnisse der Kurven in Abb.4 sind mit dunk-
lem Umfeld und bei einem runden Meßfeld von 5 cm
Durchmesser gewonnen. Wir wollen uns zunächst mit

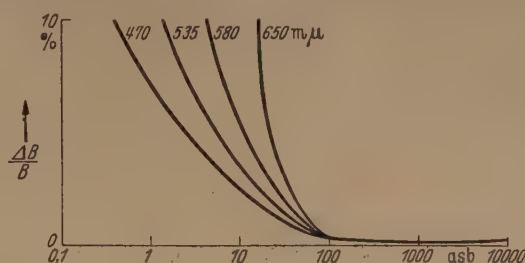


Abb.4. Für vier Wellenlängen erhaltene Einstellsicherheit als Funktion der
Leuchtdichte des Bildes.

dem Einfluss der Meßfeldgröße befassen. KÖNIG und
BRODHUN benutzten zwei aneinandergrenzende Fel-
der, deren Gleichheit vom Auge beurteilt werden sollte.
Die Felder waren in unseren Maßeinheiten je $1,3 \times 2 \text{ cm}^2$
groß. Wir haben die Un-
terschiedsschwelle für ver-
schiedene Meßfelder be-
stimmt und in Tabelle 1
niedergelegt. Die Messun-
gen erfolgten im Roten
bei etwa $656 \text{ m}\mu$ und im
Grünen bei etwa $535 \text{ m}\mu$
hinter Gelatinefiltern und
bei einer Beleuchtungs-
stärke von 200 asb. Auf
den Unterschied zwischen
beiden Meßreihen werden

Tabelle 2.

Gesichtsfeld- Durchmesser (cm)	Unterschieds- schwelle weißes Licht(%)
15	1,2
10	1,0
6	1,2
4	1,2
3	1,2
2	1,5
1,5	2,0
1,0	2,5
0,5	4,0
0,2	4,0

200 asb, Temp. 1200° K

wir weiter unten noch ein-
mal zu sprechen kommen.

Nach Tabelle 1 wird der beste Abgleich dann erzielt
werden, wenn das Meßfeld mehr als 2 cm Durch-
messer hat. Unterhalb von 0,5 cm steigt die Schwelle
stark an, und bei etwa 0,2 cm Durchmesser beträgt die
Meßgenauigkeit nur noch $\sim 5\%$. Bei weißem Licht
liegen die Verhältnisse etwas günstiger, wie Tabelle 2
zeigt. Bei diesen Meßreihen sind durch ein Vorsatz-
filter die Farbtemperaturen von Strahler und Ver-
gleichsfaden gleich gemacht worden.

Neben den kreisrunden Flächen haben wir auch
rechteckige Meßfelder untersucht. In diesem Falle sind
die Ergebnisse nicht völlig eindeutig, aber in keinem
Falle günstiger als die in
Tabelle 1 bzw. 2 nieder-
gelegten Optima. Benutzt
man z. B. den Bügel der
Vergleichslampe statt an
der gekrümmten Spitze
an den geraden Schen-
keln, die parallel zur
langen Seite in der Mitte
eines rechteckigen Meß-
feldes liegen, so kann
man die optimalen Werte
noch bei 6 mm Rech-
teckbreite erhalten. REE-
VES [5] findet, daß die
Schwelle bei $0,2 \text{ cm}^2$ Meßfläche doppelt so hoch liegt
wie bei 3 cm^2 . Rechnet man seine Angaben für kreis-
förmige Flächen um, so ist die Übereinstimmung be-
friedigend.

Tabelle 3.

Vergrößerung des Okulars	Unterschieds- schwelle (%)
2	0,6
5	0,4
7,5	0,5
10	0,4
12	0,3
15fach	0,5

200 asb, $\lambda = 650 \text{ m}\mu$
Gesichtsfeld-Durchm.
= 10 cm.

Ändert man die Okularvergrößerung eines Pyrometers zwischen Extremwerten, beispielsweise zwischen 2- und 15 fach, so bleibt bei gleichem Gesichtsfeld und gleicher Leuchtdichte des Gesichtsfeldes die Schwelle erhalten. Tabelle 3 gibt hierüber einen Überblick. Der einzige Unterschied zwischen den Messungen bestand also hier in der Breite des Vergleichsfadenbildes. Der Faden war, wie Kontrollrechnungen zeigten, nicht völlig aufgelöst, so daß also die Abweichung von der LAMBERTschen Verteilung sich als dunkle oder helle Streifen noch nicht bemerkbar machen konnte. Um einen Übergang zu den Versuchen mit aneinandergrenzenden Meßfeldern zu schaffen, wie sie von den bereits oben genannten KÖNIG und BRODHUN [3] sowie von einer großen Anzahl anderer Experimentatoren gemacht worden sind, haben wir auf eine Anordnung zurückgegriffen, die von BARBER und PYAT [4] kürzlich veröffentlicht worden ist und die der eine von uns bereits 1942 in anderem Zusammenhang verwendet hat. Der Vergleichsfaden wird dabei durch einen Papierstreifen ersetzt, der diffus reflektiert und schräg von der Seite mit Glühlampen beleuchtet wird. Bei diesen Versuchen wurde wieder durch Korrekturfilter die Farbtemperatur beider Vergleichsflächen gleich gemacht. Dabei zeigt sich der erwartete Übergang zwischen den Messungen mit Vergleichsfaden und dem Vergleich zweier aneinandergrenzender Flächen. Tabelle 4 gibt die erhaltenen Ergebnisse wieder. Bei der größten im vorigen Kapitel genannten Okularvergrößerung (15fach) war der Lampenfaden erst 0,2 cm

Tabelle 4.

Fadenbreite (cm)	Unterschiedsschwelle (%)
0,1	0,4
0,2	0,4
0,3	0,5
0,4	0,5
0,5	0,5
0,6	0,8
0,7	0,6
0,8	0,7
0,9	0,9
1,0	1,2

Zwei aneinanderstoßende
Felder
200 asb $\lambda=655\text{ m}\mu$
Gesichtsfeld-Durchmesser 5 cm

stark. Wie aus Tabelle 4 ersichtlich, wird die Schwelle erst wesentlich schlechter, wenn der Papierstreifen breiter als 0,5 cm wird. Bei diesen Messungen hatte das Meßfeld 5 cm Durchmesser, die Wellenlänge war $655\text{ m}\mu$. Die Anwendung des Papierstreifens ist für die normale Pyrometrie nicht vorteilhaft, weil die diffuse Reflexion einen erheblichen Energieverlust mit sich bringt. Man muß deshalb verhältnismäßig heiße Vergleichslampen benutzen. Das bedeutet aber einerseits

eine schlechte Eichfähigkeit der Lampen, und weiter verlangt es die Einfügung besonderer Filter zur Angleichung der stark unterschiedlichen Farbtemperaturen von Meßfeld und Vergleichsstrahler.

Andererseits erlaubt der Papierstreifen die Verwendung bedeutend höherer Aperturen und ist für die Pyrometrie tiefer Temperaturen nicht zu unterschätzen.

Nach MARTIN [6] soll ein helles Umfeld, dessen Leuchtdichte etwa ebenso groß ist wie die zu messende, die Unterschiedsschwelle verkleinern. Abgesehen von den Schwierigkeiten, die die Einführung eines hellen Umfeldes in ein Fadenpyrometer macht, konnten wir diesen Effekt nicht konstatieren. Wir fanden im Gegenteil eine geringe Abnahme der Einstellsicherheit. Wir haben das helle Umfeld durch einen Bogen Zeichenpapier in der Ebene des anzumessenden Silitstabes

hergestellt, der entsprechend ausgeschnitten war so daß die beiden Schenkel der Vergleichslampe durch das Umfeld gingen. Der Papierbogen wurde einer Tischlampe angeleuchtet, deren Abstand variiert werden konnte. Die geringe Erhöhung der Schwelle durch das Umfeld wird vermutlich durch eine gewisse Ablenkung des Beobachters herbeigeführt, die sich zeigt, daß der Augapfel stärker als sonst bewegt.

Das abweichende Ergebnis gegenüber den Beobachtungen von MARTIN mag zunächst befremden. MARTIN hat aber zweifellos unter sehr schlechten Verhältnissen oder mit sehr wenig geübten Beobachtern gearbeitet, wie seine angegebenen Schwellen von 2,5 und 3,3% zeigen. Außerdem soll der Effekt wellenlängenabhängig sein, bei $\lambda < 666\text{ m}\mu$ verbessern, bei $\lambda > 666\text{ m}\mu$ verschlechternd wirken. Wir haben bei 490 $\text{m}\mu$, 580 $\text{m}\mu$ und 655 $\text{m}\mu$ weder das eine noch das andere feststellen können.

Bei allen oben beschriebenen Versuchen wurde die Schwelle okular beobachtet. Durch Versuche konnten wir feststellen, daß rechtes und linkes Auge für die Beobachtung nicht gleichwertig sind. Von den 18 Beobachtern, die uns zur Verfügung standen, zeigten 6 keine Unterschiede zwischen rechter und linker Schwelle. Bei 8 Beobachtern war der Unterschied kleiner als ein Faktor zwei, bei 2 Beobachtern größer. Die 6 Beobachter ohne rechts-links-Unterschiede führten noch Reihen mit binokularer Beobachtung durch. Der Strahlengang wurde hinter dem Umsystem eines Mikropyrometers durch einen angepaßten Binokularaufsatz von Zeiß geteilt und beiden Augen zugeführt. Nach LIPPAY [7] ist bei genügend zentraler Beobachtung die Unterschiedsschwelle binokularer Beobachtung die gleiche wie monokular. Andererseits ist bekannt, daß binokulares Beobachten viel weniger ermüdet, als monokulares. Wir haben daher zwei Meßreihen unter vergleichbaren Verhältnissen durchgeführt, die je mit vier Beobachtern besetzt wurden. Die erste Meßreihe war so bemessen, daß eine Ermüdung noch nicht eintreten konnte, die zweite Reihe hatte höchstens 12 Min. zu messen, die dritte Reihe wurde dagegen bis zu 45 Min. ausgedehnt. Das Ergebnis ist aus Tabelle 5 zu entnehmen. Die Ermüdung ist beim binokularen Sehen gegenüber der Benutzung eines monokularen Tubus stark herabgesetzt, während die Schwelle nie die günstigen Werte der monokular gewonnenen Reihen erreichte. Das mag aber zum Teil individuell begründet sein, denn die Beobachter mit gleichen Augen zeigten doch teilweise höhere Schwellen, als die mit einem bevorzugten Auge. Die Beobachtungen wurden nach einigem Ueben mit Kinnstütze durchgeführt, da sonst ein schnelles Absinken der Leistungsfähigkeit durch ermüdete Nackenmuskulatur eintrat. Der Do-

Tabelle 5.

Meßzeit (min)	Unterschiedsschwelle
	monokular
0-12	0,4
12-18	0,6
18-24	0,5
24-30	0,8
30-36	1,4
36-45	2,5

200 asb $\lambda = 655\text{ m}\mu$
Gesichtsfeld-Durchmesser
= 12 cm.

Der Strahlengang wurde hinter dem Umsystem eines Mikropyrometers durch einen angepaßten Binokularaufsatz von Zeiß geteilt und beiden Augen zugeführt. Nach LIPPAY [7] ist bei genügend zentraler Beobachtung die Unterschiedsschwelle binokularer Beobachtung die gleiche wie monokular. Andererseits ist bekannt, daß binokulares Beobachten viel weniger ermüdet, als monokulares. Wir haben daher zwei Meßreihen unter vergleichbaren Verhältnissen durchgeführt, die je mit vier Beobachtern besetzt wurden. Die erste Meßreihe war so bemessen, daß eine Ermüdung noch nicht eintreten konnte, die zweite Reihe hatte höchstens 12 Min. zu messen, die dritte Reihe wurde dagegen bis zu 45 Min. ausgedehnt. Das Ergebnis ist aus Tabelle 5 zu entnehmen. Die Ermüdung ist beim binokularen Sehen gegenüber der Benutzung eines monokularen Tubus stark herabgesetzt, während die Schwelle nie die günstigen Werte der monokular gewonnenen Reihen erreichte. Das mag aber zum Teil individuell begründet sein, denn die Beobachter mit gleichen Augen zeigten doch teilweise höhere Schwellen, als die mit einem bevorzugten Auge. Die Beobachtungen wurden nach einigem Ueben mit Kinnstütze durchgeführt, da sonst ein schnelles Absinken der Leistungsfähigkeit durch ermüdete Nackenmuskulatur eintrat. Der Do-

den Einfluß starker Ermüdung auf die Unterschwellen feststellen zu können, hat der eine von sich selbst Versuche ausgeführt, die in Tabelle 6 Niederschlag finden. Nach einem normalen Ar- g wurden Beobachtungsreihen von Stunde zu durchgeföhrt, während der Beobachter mit fassung schriftlicher Berichte, mit der Durch- g andersartiger Experimente, mit Nahrungs- me usw. beschäftigt war, also keine Muße hatte. itskala rechnet vom Aufstehen an. Wesentlich gere Werte wurden lediglich nach starkem Tee- erhalten. Da diese Messungen nur an einem chter durchgeföhrt wurden, ist es wahrschein- cht sinnvoll, zu weitgehende Schlüsse aus ihnen en. Immerhin dürfte eindeutig feststehen, daß uchte Beobachter die besten Ergebnisse erhalten eß anregende Genußmittel nur geringe Wirkung Da das normale Pyrometrieren stets im Tages- biet erfolgt, ist es nicht sinnvoll, durch Gaben

Tabelle 6.

Zeit nach dem Aufstehen (Stunden)	Unterschiedsschwelle (%)	
	ohne anregende Mittel	mit starkem Teegenuß
12	0,5	0,4
15	0,4	0,6
16	0,4	0,4
17	0,7	0,7
18	0,8	0,7
19	0,8	0,9
20	1,5	1,0
21	1,6	0,9
22	1,2	1,3
24	1,8	1,2
25	2,0	1,4
26	2,5	1,6

250 asb

$\lambda = 655 \mu$

Gesichtsfeld-Durchmesser = 12 cm

tamin A, Karotinoiden (Helenien) oder Lacto- den Dunkelsehapparatur zu verbessern. Nach ES [9] setzt das Dämmerungssehen erst zwi- und 0,1 asb ein, also in Gebieten, in denen das e Pyrometrieren völlig unmöglich geworden ist. tspricht, daß ein stark Hemeraloper (rund $\frac{1}{3}$ rmalen Empfindlichkeit) am Pyrometer keine teren Schwellen zeigte.

Neben den im vorigen Abschnitte behandelten aromatischen Schwellen werden im folgenden ht völlig gleichfarbigen, von uns quasimonoch- otisch genannten Schwellen besprochen. Gerade chwellen sind in den meisten Pyrometern tat- h wirksam. Bei den quasimonochromatischen etern wird die Schwelle neben den anderen Para- noch durch die Differenz zwischen den wirk- Wellenlängen von Meßfeld und Vergleichsfaden ußt. Wir haben im vorigen Abschnitt eine Reihe nflüssen auf die monochromatischen Schwellen ht und beschränken uns hier auf die Fälle mit hromatisch) optimalen Ergebnissen. Tatsäch- igt sich, daß durch die unvollkommene Farb- eit eine Verschlechterung nur in den Fällen ein- a denen die monochromatische Schwelle besser ie quasimonochromatische. Hat man also eine aromatische Schwelle, die durch Auswahl von atungsstärke, Umfeldgröße usw. beispielsweise % liegt, so kann man in guter Näherung eine echterung durch Abweichen vom monochro-

matischen Fall erst erwarten, wenn unter sonst idealen Voraussetzungen, also nur durch Farbdifferenz, die Schwelle von 1,2% überschritten würde. Wir werden weiter unten diesen Fall noch näher belegen.

Ist F_1 die Farbtemperatur des anzumessenden Strahlers und F_2 die des abgeglichenen Vergleichs- fadens, so sind die wirksamen Wellenlängen λ_1 und λ_2 durch numerische oder graphische Integration zu erhalten:

$$\frac{1}{\lambda_1} = \frac{\int \Pi(F_1) A \cdot D \cdot \frac{1}{\lambda} d\lambda}{\int \Pi(F_1) A \cdot D \cdot d\lambda} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\lambda_2} = \frac{\int \Pi(F_2) A \cdot D \cdot \frac{1}{\lambda} d\lambda}{\int \Pi(F_2) A \cdot D \cdot d\lambda}$$

worin $\Pi(F)$ die PLANCKfunktionen in relativem Maß der Farbtemperaturen F , A die spektrale Augenemp- findlichkeit, D die Filterdurchlässigkeit und λ die Wel- lenlänge sind. Man er- kennt sofort, daß für sehr kleine Durchlaß- gebiete, in denen sich Π nicht merklich än- dert, die Differenz der wirksamen Wellenlän- gen verschwindet. Um einen Überblick über die tatsächlich vor- kommenden Differen- zen zu geben, sei Ta- belle 7 angeführt. Da- nach sind also selbst bei der Vergleichs- fadentemperatur von 1500° K Verschiebun-

Tabelle 7.

Temperatur des zu messenden Strahlers °K	$\Delta\lambda$ (m μ)	
	Rotfilter	Grünfilter
800	+ 4,4	+ 3,6
1000	+ 2,6	+ 2,2
1500	± 0	± 0
2000	- 1,6	- 1,4
2500	- 2,6	- 2,0
3000	- 3,4	- 2,6
3500	- 3,8	- 3,2
4000	- 4,4	- 3,9

+ bedeutet zu rotes Meßfeld. Temperatur des abgeglichenen Vergleichsfadens = 1500° K.

gen bis zu 5 m μ zu erwarten. Aus allgemeinen Gründen sind wir in den Differenzen bis zu 10 m μ gegangen. Wir benutzten zunächst ein normales Präzisions- Glühfaden- pyrometer und entsprechende Vorsatzfilter. Mit Silit- stab und Wolframbandlampe haben wir dabei das Ge- biet bis herauf zu rund 2600° K überdeckt; weiter stand in dem von dem einen von uns eingehend unter- suchten Graphitbogen ein Fixpunkt von rund 4000° K

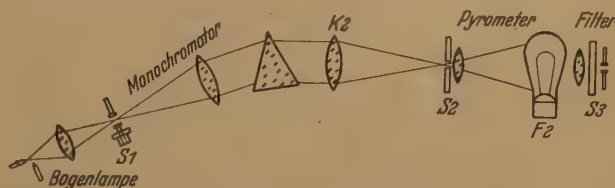


Abb. 5. Um die Wirkung kleiner Farbdifferenzen zu erkennen, wird die monochromatische Leuchtdichte der Kollimatorlinse K_2 pyrometriert; durch Prismenstellung und Spalt S_1 werden Wellenlänge und Intensität verändert.

zur Verfügung. Das Gebiet zwischen 2600 und 4000° K sowie oberhalb von 4000° K konnte durch entspre- chende Reduktionsfilter für die Farbtemperatur zu- gänglich gemacht werden. Wir verwendeten hierzu be- sondere Gelatinefilter, die spektral genau durchge- messen waren.

Für die zweite Hälfte der Messungen verwendeten wir eine Anordnung nach Abb. 5. Dabei wird die Hel- ligkeit der hinteren Kollimatorlinse K_2 eines Mono- chromators pyrometriert. In dieser Anordnung bleibt die Farbtemperatur F_2 der Pyrometerlampe nahezu konstant und damit auch die wirksame Wellenlänge λ_2 . Nimmt man für die rechteckige Energieverteilung des

aus dem Monochromator kommenden Bündels eine Breite $\Delta\lambda = a + \frac{b}{\lambda}$ an, worin die Konstanten a und b durch die Eigenschaften des Monochromators gegeben sind, so vereinfachen sich die auszuwertenden Integrale ganz wesentlich. Ist $\Delta\lambda$ hinreichend klein, so bleibt nur

$$\frac{1}{\lambda_1} = \left[\frac{\ln \lambda}{\lambda} \right]_{\Delta\lambda = a + \frac{b}{\lambda}}$$

In diesem Falle hat man also $\Delta\lambda$ klein und die Filterbreite verhältnismäßig groß zu wählen. Dieses Bestreben ist lediglich energetisch begrenzt; wählt man aber als Lichtquelle vor dem Monochromator eine Bogenlampe, so kann man durchaus befriedigend arbeiten.

Abgleichschwierigkeiten treten auf, sobald die beiden effektiven Wellenlängen weiter als die Farbunterschiedsschwelle voneinander abweichen. Die Farbunterschiedsschwelle für normale Dreifarbenseher, bezogen auf Spektralfarben, kennen wir seit den Untersuchungen von STEINDLER [10] verhältnismäßig genau. Danach ist in den stärksten Minimis bei 585 und 490 m μ

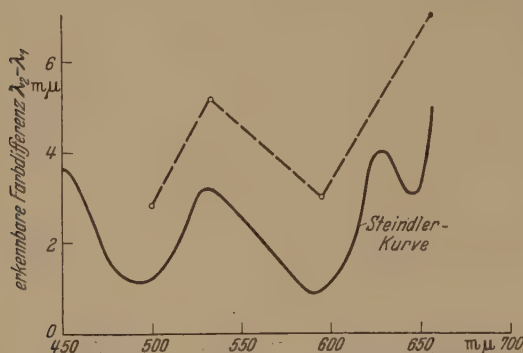


Abb. 6. Die ermittelten quasimonochromatischen Schwellen passen sich der STEINDLER-Kurve gut an.

bereits eine Verschiebung von 1 m μ merklich, und selbst im Roten sind 5 m μ zu erkennen. Nun gibt es von den völlig farbentüchtigen, normalen Trichromaten praktisch beliebige Übergänge zu Prot- und Deuteroanomalien [11], deren Farbunterschiedsschwellen beachtlich höher liegen. Nach unserer Überlegung muß man erwarten, daß diese farbschwächeren im allgemeinen besser einstellen können als vollfarbtüchtige. Da uns kein Anomaloskop zur Verfügung stand, haben wir mit der in Abb. 5 beschriebenen Apparatur von den Versuchspersonen¹ Kurven zur Farbunterschiedsschwelle aufgenommen, die aber nicht zu Kurven nach dem STEINDLERSchen Typus führen konnten. In unserem Falle läßt es sich nie völlig vermeiden, daß neben der Farbe auch auf Helligkeitsgleichheit eingestellt wird. Immerhin erlaubte die Betrachtung aller gewonnenen Kurven, die mit Ausnahme zweier als farbenblind bekannter Versuchspersonen keine wesentlichen Unterschiede zeigten, den Schluß, daß merkliche Anomalien nicht vorlagen. Wir dürfen also den Durchschnitt von 13 Versuchspersonen als dem STEINDLER-Typus zugehörig ansehen. Abb. 6 zeigt als ausgezogene Kurve die Farbunterschiedsempfindlichkeit nach STEINDLER. Die eingetragenen Punkte sind die Werte für $\lambda_2 - \lambda_1$, bei denen die Einstellsicherheit schlechter wurde als 1%. Diese Messungen erforderten einen un-

verhältnismäßig hohen Aufwand an Meßpunkten, daß wir uns mit den eingetragenen vier Punkten gnügten. Der Einfluß der Quasimonochromasie ließ sich demnach erst oberhalb der Farbunterschiedsschwelle bemerkbar; der Verlauf paßt sich aber der STEINDLER-Kurve gut an.

Dagegen war die Vermutung nach besseren Ergebnissen bei den Farbschwachen nicht zu verifizieren. Allerdings wußten wir bereits aus den monochromatischen Messungen, daß die Farbenblinden oft auch bezüglich der Unterschiedsschwelle benachteiligt sind; unser Material reicht aber hier mangels geeigneter Versuchspersonen zu eindeutigen Schlüssen nicht aus. Es besteht durchaus die Möglichkeit, daß schwachfarbige Beobachter besser einstellen können als normalfarbige.

Für zwei Farben, 660 und 535 m μ , finden sich in Tabelle 8 alle von uns gemessenen Werte. Wenn

Tabelle 8.

$\lambda_2 = 660 \text{ m}\mu$		$\lambda_2 = 535 \text{ m}\mu$	
$\lambda_2 - \lambda_1 \text{ (m}\mu\text{)}$	Unterschiedsschwelle (%)	$\lambda_2 - \lambda_1 \text{ (m}\mu\text{)}$	Unterschiedsschwelle (%)
1,1	0,4	1,4	0,5
2,0	0,6	2,1	0,5
2,7	0,5	3,9	0,8
5,0	0,7	5,1	1,0
7,0	1,0	9,8	2,1
10,0	3,0		

von den individuell bedingten Schwankungen abgesehen, kann man mit dem Einsetzen einer Behinderung der Farbdifferenzen bei etwa dem 1,5 fachen der STEINDLERSchen Farbunterschiedsschwelle rechnen. Der Vorzug der Rotfilter in allen Pyrometern, die man damit besser einstellen kann“, erhält hier ihre Erklärung durch die im Roten sehr hohe Unterschiedsschwelle. Um die Farbunterschiede klein zu halten, greift man gewöhnlich zu möglichst engem Filter. Das bedeutet einen beträchtlichen Helligkeitsverlust. Andererseits ist gerade im Roten ein Helligkeitsverlust auf die erreichbare Schwelle von erheblichem Einfluß. Daher liegt es nahe, mit breiteren Filtern zu arbeiten und in den Strahlengang ein Rotationsfilter zur Angleichung der Farbtemperatur einzuschalten.

In einem (monochromatischen) Pyrometer hat man den Lampenfaden eine andere, niedrigere Temperatur als der anzumessende Strahler S . Nach der bekannten Formel

$$\frac{\lambda_2}{c_2} \ln d = \frac{1}{S} - \frac{1}{V}$$

hängen die beiden Temperaturen mit Wellenlänge und Durchlässigkeit d der Pyrometeroptik zwischen Faden und Lampe zusammen.

Wir wollen uns zweckmäßig d zusammenfassen, indem wir aus einem rein instrumentell durch die Reflexionsverluste gegebenen Anteil d^* und einem etwa durch eine zusätzliche Grauscheibe hervorgerufenen D . Es wird also $d = d^* \cdot D$. Wollen wir durch Filter in beiden Pyrometern die Farbtemperaturen von Strahlern, die durch eine Pyrometerlampe gleich gemacht sind, auf zwei beliebig wählbare Wellenlängen λ_1 und λ_2 und jeweils ein Paar Temperaturen T_1 und T_2 , die durch Gl. (3) verknüpft sind. Wir erhalten dann vier S

¹ Bei drei Versuchspersonen war dies aus äußeren Umständen leider nicht mehr möglich.

n aus der PLANCKschen Formel:

$$\begin{aligned} \text{Lampe} \quad J_1 &= c_1/\lambda_1^5 \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_1} \frac{1}{T_1} \right] \\ J_2 &= c_1/\lambda_2^5 \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_2} \frac{1}{T_1} \right] \\ \text{Strahler} \quad J_3 &= c_1/\lambda_1^5 \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_1} \frac{1}{T_2} \right] \\ J_4 &= c_1/\lambda_2^5 \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_2} \frac{1}{T_2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

weicher Farbtemperatur muß $J_1/J_2 = J_3/J_4$ werden. Wir erreichen das durch zwei vor J_3 und J_4 gelegene Filter der Durchlässigkeiten D_1 und D_2 . Dann

$$\exp \left[\frac{c_2}{T_1} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right] = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{D_1}{D_2} \exp \left[\frac{c_2}{T_2} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right]$$

$$\ln \frac{D_1}{D_2} = c_2 \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \left[\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right].$$

kann man $\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}$ durch $\frac{\lambda}{c_2} \ln (d^* \cdot D)$ ersetzen:

$$\ln D_1 - \ln D_2 = \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \lambda \ln (d^* \cdot D),$$

λ_1 und λ_2 beliebig wählbar sind. Wir legen nun λ_2 der Pyrometerwellenlänge λ und können mit λ_1 die Kurve von λ abtasten:

$$\ln \frac{D}{D_1} = \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_1} \right) \ln (d^* \cdot D).$$

Für $\lambda = \lambda_1$ folgt sofort $\ln \frac{D}{D_1} = 0$ oder $D_1 = D$. Je kleiner $\lambda_1 \leq \lambda$, wird $D_3/D_2 \geq 1$; wir sehen also, daß es notwendig war, die Pyrometerdurchlässigkeit d mit einem zusätzlichen Anteil D auszurüsten.

D_1 nun nicht mehr von den Temperaturen abhängig, kann man also mit einem einzigen Filter passengenau die Farbtemperaturen in einem ganzen Temperaturbereich angleichen. Allerdings gilt das nur für Graustrahler. Die sklavische Angleichung ist zwar nicht erforderlich, weil ja für das Auge eine Verschiebung der wirksamen Wellenlänge unschön ist. Vor allem für die Meßbereichserweiterung nach oben können derartige Farbangleichfilter eine große Bedeutung haben. Man hat dann das sonst übliche Verfahren der Berücksichtigung der wandern- den wirksamen Wellenlänge nicht nötig. Bei tiefen Temperaturen hat man dagegen den Vorteil, bei größtmöglicher Genauigkeit, weil breiteren Filtern arbeiten zu können. Das verlangt allerdings den Nachweis, daß die Einstellung bei breiten, vom Auge aufgenommenen Spektralbereichen nicht schlechter ist als bei schmalen. Man kann aber sowohl experimentell gezeigt, als auch theoretisch erwartet werden. Die „Sättigung“ einer Farbtöne nimmt im allgemeinen bei breiteren Filtern ab, ist aber ein Zurückgehen der Farbunterschiedsschärfe verbunden, so daß eher bei breiteren Filtern eine Einstellung eingestellt wird [12].

Betrachten wir die bisherigen Ergebnisse, so sieht man, daß die Meßgenauigkeit von der Wellenlänge des Strahlers unabhängig ist. Die Einstellsicherheit ist im allgemeinen von 0,4 bis 0,5%. Das ist immer noch beachtliche Differenz zwischen dem Helligkeits- und dem Hervortreten der farbigen Fäden. Es liegt nun nahe, durch geeignete

netzte Kontrasteinrichtungen dieses „unabgestimmte“ Gebiet zu verkleinern. Wir betrachten dazu nach Abb. 7a das Gesichtsfeld zunächst in zwei Hälften aufgeteilt; die Trennungslinie wird von dem Faden der Pyrometerlampe gekreuzt. Die Leuchtdichten seien L, M und Q und entsprechen damit den in Abb. 7b eingetragenen Niveaulinien. Wir betrachten zunächst die Fälle, in denen $L - M \leq \Delta$ ist. Dann ist in einem gewissen Einstellgebiet zwischen $Q + \frac{1}{2} \delta$ und $Q - \frac{1}{2} \delta$ ein vollständiger Abgleich in beiden Feldern zu erzielen. Wird das Gebiet δ überschritten, so erscheint der Faden in einem Feld zu dunkel oder im anderen zu hell. Ganz allgemein gilt für die zum Erkennen einer Verstimmung nötige Größe $\delta = \Delta (L - M)$. Darin ist also Δ die doppelte Unterschiedsschwelle ohne Kontrasteinrichtung und $L - M$ der prozentuale Leuchtdichteunterschied der beiden Gesichtsfeldhälften. Wird $L - M \geq \Delta$, so ist in keiner Stellung mehr ein völliger Abgleich in beiden Feldern zu erzielen. Man muß dann

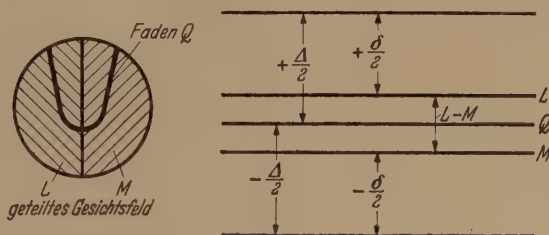


Abb. 7. Zur Wirkung der Kontrasteinrichtung. Erklärung im Text.

auf gleichen Kontrast einstellen, was mit wachsendem $L - M$ natürlich immer schwieriger wird. Will man also eine derartige Kontrasteinrichtung wirksam machen, so muß man sie einerseits an die — individuell und objektiv verursacht — unterschiedlichen Schwellen anpassen bzw. man muß sie so einrichten, daß δ nahezu für alle Fälle null bleibt.

Mit einer derartigen Kontrasteinrichtung, deren spezieller technischer Aufbau an anderer Stelle gesondert bekannt gegeben wird, konnten wir Einstellsicherheiten von $< 0,1\%$ erreichen. Das bedeutet z. B. bei 1500°K und $560 \text{ m}\mu$ eine Temperaturmeßgenauigkeit von rund $0,1^\circ \text{K}$. Selbst bei der Temperatur des Kohlebogens, rund 4000°K , bleibt eine Meßgenauigkeit von $< 0,8^\circ \text{K}$ übrig. Geht man mit der Wellenlänge noch in kurzwellige Gebiete, etwa $450 \text{ m}\mu$, so kann man bei 4000°K auf rund $0,5^\circ \text{K}$ genau einstellen. Diese Meßgenauigkeit ist natürlich in vielen Fällen illusorisch. Zunächst einmal ist die Konstante c_2 der PLANCKschen Formel nur auf etwa $1,438 \pm 0,001$ genau bekannt. Damit wird aber T um $0,7\%$ unsicher, also bei 1500°K um rund 1°K und bei 4000°K um rund 3°K . Diese Unsicherheit bezieht sich aber nur auf die absolute Höhe der Temperatur; kleine Schwankungen lassen sich dagegen mit der vollen Meßgenauigkeit fassen.

Eine weitere Schwierigkeit wesentlich ernsterer Natur liegt natürlich darin, daß verschiedene Gesichtsfeldpartien auch verschiedenen Teilen des anzumessenden Strahlers entsprechen. Haben beide Gesichtsfeldhälften einen Leuchtdichteunterschied ψ , der durch Eigenschaften des Strahlers hervorgerufen wird, so beträgt der gesamte Unterschied zwischen beiden Gesichtsfeldhälften nicht mehr $L - M$, sondern $L - M \pm \psi$ je nach der Richtung von ψ . Dadurch kann zunächst einmal die Einstellsicherheit stark beeinflußt werden.

Wir sahen oben, daß optimal $\Delta \sim L - M$ sein muß. Das bedeutet aber, daß bereits Leuchtdichteunterschiede von wenigen $\frac{0}{100}$ den Einstellvorgang stark beeinflussen können. Weiter tritt eine Verschiebung der Abgleichstellung um $\frac{1}{2}\psi$ ein, der Absolutwert wird also falsch gemessen. Nun sind aber derartig genaue Temperaturmessungen von vornherein nur in seltenen Fällen durchzuführen. Weiter ist durch eine variable Kontrasteinrichtung immer der günstigste Fall einzustellen, und schließlich ergibt sich der arithmetische Mittelwert beider Felder als Meßergebnis. Man kann also durch Umkehren der K.E. und Mittelbildung das unverfälschte Ergebnis erhalten.

Der wesentliche Wert von Kontrasteinrichtungen liegt nicht in der hohen, nur selten genutzten Einstellsicherheit, sondern vielmehr in der großen Erleichterung des Messens. Wir zeigen dazu in Abb.8 zwei Meß-

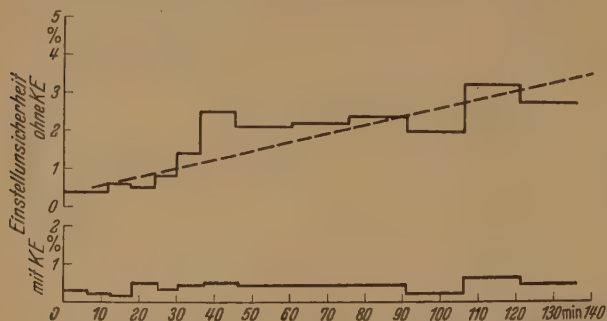


Abb. 8. Durch die Kontrasteinrichtung kann die Ermüdung weitgehend ausgeschaltet werden.

reihen bei etwa 1426°K , die ohne bzw. mit Kontrasteinrichtung gewonnen worden sind. Während ohne Kontrasteinrichtung bereits nach rund 20 Min. die Werte stark zu streuen beginnen, läßt sich bei Benutzen der K.E. selbst nach zwei Stunden noch keine nennenswerte Ermüdung feststellen. Die hier benutzte Kontrasteinrichtung wich allerdings von der oben beschriebenen insofern ab, als sie 5 Felder hatte, die um $-\Delta, -\frac{1}{2}\Delta, 0, +\frac{1}{2}\Delta$ und $+\Delta$ verändert waren. Man kann in diesem Falle mühelos verfolgen, wie der Faden

nacheinander in den verschiedenen Feldern abgeglichen wird, wenn man den Strom langsam ändert. Die folgerichtige Weiterentwicklung dieser Aufteilung in mehrere Felder ist die Verwendung eines kontinuierlichen Keiles, die auch tatsächlich eine starke Erleichterung des Einstellens zur Folge hat. Allerdings sind unsere Pyrometerlampen mit Bügel für derartige Einrichtungen ungeeignet, ein gestreckter Faden ist vorzuziehen. Schließlich kann man die bei kontinuierlichen Keilen gegenüber den Stufen schlechtere Einstellgenauigkeit dadurch erhöhen, daß der Keil in der Gesichtsfeldmitte eine Stufe um $L - M \sim \Delta$ zusätzlich erhält. Die Kontrasteinrichtung verkleinert also ebenso wie ein Binokularaufsatz die Ermüdung wesentlich, vermeidet aber dessen Leuchtdichteverluste.

Naturgemäß sind die Kontrasteinrichtungen empfindlich gegen Farbunterschiede. Für $\lambda = 660$ gibt daher Tabelle 9 die mit jeweils optimaler Konstellung erzielbaren besten Werte für verschiedene Farbunterschiede zwischen beiden Feldern einer und dem Faden andererseits. Wie man sieht, haben bereits Unterschiede von etwa $\frac{3}{4}$ des STEINDLER-Wertes einen beachtlichen Einfluß. Dabei spielt hier zwar die Übung des Beobachters eine größere Rolle, irgendwo sonst bei den Messungen dieser Arbeit

Durch eine zweifarbige Kontrastplatte und einen Graukeil vor der einen Gesichtsfeldpartie kann auch zu einer schnellen Messung der Farbtemperatur kommen. Das Verfahren ist aber nicht in allen Fällen anzuwenden und soll daher hier nicht besprochen werden.

Zusammenfassung.

Betrachtet man die von uns gemessenen Unterschiedsschwellen insgesamt, so zeigt sich für die monochromatischen Schwellen, daß mit Fadenpyrometern einer sauberer optischer Konstruktion etwa um einen Faktor 2 genauer eingestellt werden kann, als mit Pyrometern, bei denen zwei größere Felder aneinandergrenzen. Der Übergang zwischen beiden Anordnungen kann ebenfalls gefunden werden. Unter gleichen Bedingungen können alle hier erhaltenen Abhängigkeiten von einem Parameter befriedigend genau durch Kurven ineinander übergeführt werden.

Dagegen lassen sich die quasimonochromatischen Schwellen in dieses Schema nicht einfügen. Hier findet eine Beeinflussung durch die Farbunterschiede statt, wenn der Einfluß der Farbdifferenz allein größer ist als der Einfluß der übrigen Parameter. Unter optimalen Bedingungen macht sich die Farbdifferenz bemerkbar, wenn — im groben gesehen — die Unterschiedsschwelle überschritten wird.

Durch Kontrasteinrichtungen kommt man zu niedrigeren Unterschiedsschwellen als im normalen Pyrometer. Auch diese Kurven lassen sich durch Faktoren an die übrigen Abhängigkeiten angleichen. Der Farbeinfluß ist hier stärker. Absolut genommen kann bis auf weniger als 0,1% genau eingestellt werden, bedeutet bei 1500°K und $\lambda = 650\text{ m}\mu$ eine Genauigkeit von rund $\pm 0,1^\circ$ und bei 4000°K noch $\pm 0,8^\circ\text{K}$. Damit ist die Einstellgenauigkeit größer als die Definition der Temperaturskala. Nimmt man $m = 1,438 \pm 0,001$ als wahrscheinliche Fehlergrenze, so erhält man bei 1500°K eine Definition auf $\pm 0,1^\circ$ und bei 4000°K auf $\pm 3^\circ$. Zur Beobachtung großer Temperaturschwankungen kann man jedoch die Genauigkeit voll ausnutzen.

Kontrasteinrichtungen erleichtern das Einstellen wesentlich; sie halten also die Ermüdung klein und erlauben schnelleres Messen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Braunschweig mit freundlicher Erlaubnis des Institutsdirektors Herrn Professor Dr. G. CARIO durchgeführt. Wir danken ihm gern für das stets gezeigte Interesse und die freundliche Erlaubnis zum Benutzen der Instrumente. Herrn Dr. FESEFELDT haben wir für die zügige Überlassung vieler Gelatinefilter zu danken, die zum Teil besonders für uns angefertigt wurden mußten. Ohne diese Hilfe hätte die Arbeit nicht

Tabelle 9.

$\lambda_2 - \lambda_1$ (m μ)	Unterschiedsschwelle (%)
1,1	< 0,1
1,2	< 0,1
1,5	0,2
2,0	0,1
2,5	0,2
3,4	0,6
4,7	0,7
7,1	1,1
10,3	3,2

mit Kontrasteinrichtung
 $\lambda = 660\text{ m}\mu$

ten Teil durchgeführt werden können. Herrn d. GUTZEIT danken wir für freundliche Dis-
en und die Hilfe bei der Beschaffung der unter-
Medikamente. Herrn Dr. TINGWALDT und
Dipl.-Phys. ENGELKING danken wir für die
che Durchsicht des Manuskriptes.

atur. [1] RIBAUD, G.: *Traité de pyrometrie optique*.
31, S. 320. — [2] TINGWALDT, C.: freundliche münd-
teilung. — [3] KOENIG u. BRODHUN: *Berl. Ber.* 917
d 641 (1889). — [4] BARBER u. PYAT: *J. Sci. Instr.* 27,
950). — [5] REEVES: *J. O. S. A.* 1, 148 (1917). —
TIN u. EMARSON: *Proc. Roy. Soc. London* 104, 302

(1913). — [7] LIPPAY: *Pflügers Archiv* 215, 768 (1927). —
[8] SCHROEDINGER, MÜLLER-POUILLETS *Lehrbuch der Physik*,
11. Aufl., Braunschweig 1926, Bd. II, erster Teil, S. 559. —
[9] v. KRIES: *Z. f. Sinnesphysiologie* 49, 297 (1916). —
[10] STEINDLER: *Wiener Berichte* 115, IIa, 115 (1906). —
[11] HARTRIDGE, HAMILTON: *Recent Advances in the Physio-
logy of Vision*. London 1950 u. J. H. NELSON: *Proc. Phys. Soc.*
50, 661 (1938). — [12] HAASE: *Annalen (V)* 20, 75—105 (1934).

Dr.-Ing. JOACHIM EULER,
Braunschweig, Physikalisches Institut der TH.,
Dipl.-Phys. WILHELM SCHNEIDER,
AEG-Zentralverwaltung West, Frankfurt/Main.

Berichte.

Das Thermoelement als Strahlungsmesser.

Kritische Betrachtung und Überblick über den derzeitigen Stand der Entwicklung.

Von L. GEILING.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 5. Juli 1951.)

Inhaltsübersicht.

Thermoelement als Strahlungsmesser hat mit
wicklung der Ultrarottechnik an Bedeutung ge-
Sein Wirkungsgrad ist als der einer „Wärme-
schine“ die mit kleinem Temperaturgefälle ar-
ehr klein. Die Entwicklungen der letzten Jahre
große Fortschritte zu immer empfindlicheren
nelleren Elementen gebracht. Die Thermoele-
werden nach Klassen, den Draht-, Band-, Zap-
l Schichtenelementen besprochen. Die Vor-
Thermoelement werden durch die Strömung
i Energieflüssen, dem der Wärme und dem der
ität dargestellt. Thermische und elektrische
ng sind durch den SEEBECKeffekt, thermischer
ktrischer Widerstand durch die LORENZsche
teinander verknüpft. Die Größe der beiden
llen, das Temperatur- und das Widerstands-
n wird bestimmt und ihr Größenverhältnis ge-
Es wird gefunden, daß bei einem Thermoele-
mer das Widerstandsrauschen überwiegt, es ist
it durch die Größe der „Thermometallzahl ω “.
nste nachweisbare Leistung eines Thermoele-
von 1 mm² Fläche, bei 300° K und 1 Hz Band-
t mit 3.10⁻¹¹ Watt gegeben. Die Trägheit von
elementen wird berechnet, wobei gefunden
uß theoretisch beliebig kleine Zeitkonstanten
werden können, indem die Länge der Thermo-
erkleinert wird. (Beisp.: „Schichtenelement“).
Tafel sind 27 Thermoelemente aufgeführt, die
hwerte werden besprochen und die „wirk-
Materialwerte“ eingeführt, die erlauben, aus
werten gewisse Schlüsse auf den Aufbau der
e zu ziehen. Untersuchungen über die Thermo-
llzahlen von Zwei- und Mehrstofflegierungen,
der Grenze zwischen Leitern und Halbleitern
ären eine dringende Zukunftsaufgabe.

Einleitung.

Verwendung von Thermoelementen als Strah-
sser hat seit Entdeckung des Thermoeffektes
H. SEEBECK (1821) stets eine gewisse Bedeu-
abt, anfänglich als Strahlungsmesser für alle

Wellenlängen, später für das Gebiet größerer Wellen-
längen, das Ultrarot. In dem Maße, in dem die Er-
forschung des Spektrums fortschritt, wurden auch die
Ansprüche an das Thermoelement höher; Es konnte
diesen Ansprüchen bald nicht mehr genügen und wurde
durch Photozelle, Photographie, Phosphorographie,
Evaporographie usw. in seinem Wirkungsbereich ein-
geengt, ohne jedoch ganz verdrängt werden zu können.
Mit der wachsenden Bedeutung des Ultrarot, vor allem
des fernen Ultrarot ist das Thermoelement wieder wich-
tiger geworden, da es durch keine Wellenlängenschran-
ke eingeengt ist. Dem Bolometer gegenüber hat es ge-
wisse Vorteile, sodaß die neuesten UR-Spektrographen
fast durchwegs mit Thermoelementen ausgerüstet sind.

Die Entwicklung der Thermoelemente ist im wesent-
lichen parallel mit der Entwicklung der Ultrarotspek-
trographie gegangen.

Thermoelemente der früheren Jahre sind gekenn-
zeichnet durch das Streben nach möglichst hoher Emp-
findlichkeit, während die Trägheit weniger Beachtung
fand, da man zur Steigerung der Auflösung des Spek-
trums hochempfindliche und demnach träge Galvano-
meter verwendete; die Zeitkonstante solcher Thermo-
elemente betrug eine, ja mehrere Sekunden. Solange
das Thermoelement nur im Labor verwendet wurde,
war dies ohne großen Nachteil, die Einführung der
Ultrarotspektrographie in die Industrie hat hier je-
doch einen Wandel geschaffen.

Der nächste Schritt der Entwicklung ist gekenn-
zeichnet durch die *automatische* Registrierung des Spek-
trums. Man verwandte hierzu nur mehr ausnahms-
weise das Galvanometer, es wurde durch den Elek-
tronenverstärker ersetzt und da dieser praktisch träg-
heitsfrei arbeitet, bestimmte die Trägheit des Thermo-
elementes die Zeitdauer, in der ein Spektrum aufge-
nommen werden konnte. Man forderte Thermoele-
mente mit Zeitkonstanten von nur wenigen Zehntel-
sekunden, bei ausreichender Empfindlichkeit. Störend
wirkte bei der Registrierung der Spannung die sog.
„Nullpunktswanderung“, die durch Fremdeinflüsse
auf das Thermoelement hervorgerufen wird, und die
so gut es ging durch streng symmetrische (kompen-

sierte) Elemente verringert wurde. Im übrigen half man sich durch Mitregistrierung des Nullpunktes.

Die so lästige Nullpunktsunsicherheit kann man vollkommen unterdrücken, indem man die zu untersuchende Strahlung moduliert und aus der vom Thermoelement gelieferten modulierten Spannung die Gleichspannungskomponente wegsiebt. Dies erfordert natürlich möglichst trägheitsarme Elemente, da für niedere Frequenzen der Aufwand für den Verstärker sehr ansteigt. Man forderte — und baute — Thermoelemente, die Frequenzen von 8—15 Hz bei einem Empfindlichkeitsverlust von nur 10—20% folgen konnten. Dies kennzeichnet die Entwicklung der letzten Jahre. Neueste Thermoelemente haben bei hohen Empfindlichkeiten (mehrere V/W) Zeitkonstanten bis herab zu 5 msek.

Das Thermoelement hat, z. B. der Photozelle gegenüber, zwei grundsätzliche Nachteile, erstens ist es nicht wie diese trägheitsfrei, und zweitens kann nicht wie bei der Photozelle mit einer Quantenausbeute gerechnet werden, sondern der thermodynamische Wirkungsgrad bestimmt seine Leistungsgrenze. Dieser Grenzwirkungsgrad ist:

$$\eta = \frac{\vartheta}{\Theta} \quad (1)$$

worin ϑ das zur Verfügung stehende Temperaturgefälle und Θ die abs. Temperatur der wärmeren Seite ist. Im Falle des Thermoelementes ist ϑ der Temperaturunterschied zwischen kalter und warmer Lötstelle und Θ die Temperatur der warmen Lötstelle.

In der vorliegenden Arbeit soll kritisch untersucht werden, durch welche Mittel die in den letzten Jahren gemachten Fortschritte erreicht worden sind.

Übersicht über die Entwicklungen der letzten Jahre.

Der Besprechung vorangestellt seien einige allgemeine Bemerkungen.

In jedem Thermoelement sind mehr oder weniger ausgeprägt vier thermisch oder elektrisch wirksame Teile zu unterscheiden.

1. Die *Empfängerfläche*; sie empfängt die Strahlung, die sie als Wärme den Lötstellen zuführt.

2. Die *Thermodrähte*; sie bestehen aus den beiden thermoelektrisch wirksamen Metallen und haben die Aufgabe, elektrisch die Grundlage des Thermoelementes zu bilden, und thermisch die Empfängerfläche vom Trägerkörper zu isolieren.

3. Die *Lötstelle* ist thermisch in leitender Verbindung mit der Empfängerfläche, es findet in ihr die Umwandlung der thermischen in elektrische Energie statt.

4. Der *Trägerkörper* trägt die Kontakte, sichert die gegenseitige Lage der anderen Bauteile und dient als Aufnahmemasse für die aus den Thermodrähten abströmende Wärme.

Weiters sollen die Thermoelemente noch nach den verschiedenen Formen ihrer „Thermodrähte“ in vier Klassen eingeteilt werden:

- Klasse D Drahtelemente
- Klasse B Bandelemente
- Klasse Z Zapfenelemente
- Klasse S Schichtenelemente.

Klasse D. Drahtelemente sind dadurch gekennzeichnet, daß die Thermometalle Drahtform haben und daß sie eine gesonderte Empfängerfläche be-

sitzen. Die Drähte sind meist mit Weichlot den Trägerkörper angelötet, und die Lötstelle ist durch Verschweißen der beiden Drähte hergestellt, oder dadurch, daß sie getrennt an die Empfängerfläche angelötet oder angeschweißt werden. Durch die Verlötung besser noch als durch das Verschweißen entstehen sehr sichere Kontakte, die Thermoelemente von dauernd gleichbleibenden Eigenschaften und verhältnis mäßig großer Festigkeit geben. Bis vor nicht allzulanger Zeit waren Drahtelemente zweifellos die besten Elemente. Die Zinnlegierungen und Metalle, die in Drahtform gegeben werden können, ist allerdings beschränkt, es sind nur die duktilen oder schmiedbaren Metalle wie Eisen usw., die durch Ziehen und Walzen in Draht- oder Bandform gebracht werden können, und die nicht schmelzbaren, jedoch meist spröden Metalle oder Metalloide, wie Wismut, Antimon, Tellur und deren Legierungen. Man verwendet meist Drähte aus Metallen gleicher Art, wie z. B. Eisen-Nickel, Konstantan-Copernickel oder Wismut-Antimon, da ihre erforderlichen Abmessungen gleich oder ähnlich groß werden können. Einzelne wurden auch verschiedenartige Metalle verwendet, wie bei den Thermoelementen von W. W. LENTZ [24] Silber- und Wismutdrähte. Als klassische Paare können gelten einerseits Konstantan-Mangan oder Konstantan-Eisen und andererseits Antimon-Wismut oder dessen Legierungen mit Wismut und seinen Legierungen. Sehr günstig ist die sog. „HUTCHINS-Legierung“ bestehend aus Wismut + 3% Antimon gegen Wismut + 5 ÷ 6% Zinn. Beide Legierungen sind gut zu verarbeiten, zeigen eine Thermokraft von etwa 120 μ V und besitzen eine hohe Thermometallzahl von 0,25 (über Thermometallzahl s. S. 473).

Störend bei den Drahtelementen wirkt ihre Trägheit. Die Dicke der Empfängerscheibe kann klein gewählt werden (Goldfolie von 0,1 μ Dicke), doch ist die Dicke der verwendbaren Drähte unten begrenzt durch die Notwendigkeit, mit mechanischen Mitteln Lötung und sonstigen Aufbau zu sorgen. Trotzdem kann man mit auch verhältnismäßig dicken Drähten zu kleinen Zeitkonstanten kommen, indem nämlich ihre Länge sehr klein gemacht wird. D. F. HORNIG und B. J. O'KEEFE [6] beschreiben Thermoelemente, bei denen die Länge der Drähte nur etwa 0,3 mm beträgt, die erreichten Zeitkonstantenwerte liegen bei 30—40 msek. Ähnliche Elemente beschreiben H. CARY u. K. P. GEORGE [9]. Die Empfängerfläche beträgt 2 · 0,3 mm² und ist 0,2 μ Gold. Die Schwärzung entspricht einer Dicke von noch 0,2 μ Gold. Die Thermodrähte sind aus Wismut-Wismut-Zinnlegierung hergestellt und 0,2 mm dick. Zwei Drahtpaare sind an verschiedenen Stellen der Empfängerfläche angelötet, wodurch einerseits die Trägheit herabgesetzt, andererseits ein Widerstand von nur 1 Ohm erreicht wird. Das Element spricht auf 1000 Hz an und hat bei einer Frequenzbandbreite von 1000 Hz einen Störpegel von 2 · 10⁻¹⁰ Watt.

R. A. CRANE u. F. E. BLACET [10] beschreiben Thermosäulen, die sich durch austauschbare Elektroden auszeichnen, die in vorbereitete Kontakte gegeben werden können und so die Reihenschaltung von Elementen erleichtern.

In sehr anschaulicher und ins Einzelne gehender Art ist die Herstellung eines Vakuumthermoelementes von C. H. CARTWRIGHT und J. STRONG [20] beschrieben.

annte Arbeit kann, im Gegensatz zu anderen
n, die sich häufig über die interessanten Ein-
n ausschweigen, dazu verwendet werden, die
te nachzubauen. Abb. 1 ist dem genannten
ntnommen.

esse B. Im Gegensatz zu den Drahtelementen,
en die Thermodrähte nicht, oder nur ganz un-
lich zum Empfang der Strahlungsenergie bei-
sind die Banelemente durch flächenartige
rer Thermodrähte ausgezeichnet. Die Thermo-
dienen ganz oder zum Teil als Auffangfläche
Strahlungsenergie. Die Herstellung dieser Bän-
n auf verschiedene Art und Weise geschehen,
h gerade unter den Banelementen die Aus-
sformen sehr verschieden sind. Die klassische
es Mollelementes (Thermosäulen aus gewalzten
ntan-Manganinbändchen zusammengestellt)
ich nur mehr vereinzelt unter den neuen Ent-
ngen, zahlreiche hingegen sind die Thermoele-
die durch Aufdampfen oder Aufstäuben von
auf isolierende Unterlagen hergestellt sind. Es
annt, daß Metalle in dünnen Schichten Eigen-
n annehmen, die Halbleitern zukommen, so
hen spezifischen Widerstand und seinen nega-
temperaturkoeffizienten, lichtelektrische Eigen-
n usw., wozu noch eine Thermokraft kommt,
allgemeinen niedriger ist, als die des massiven
. Da man nun aufgedampfte Schichten ver-
um möglichst kleine Zeitkonstante zu erzielen,
ichten also meist sehr dünn sind, zeigen diese
te alle erwähnten Eigenschaften, von denen
e, mit der Zeit veränderliche Widerstand am
sten ist. Trotzdem ist es gelungen, Thermoele-
ieser Art zu entwickeln, die bei weitem die höch-
kannten Empfindlichkeiten zeigen. L. HARRIS
E. SCHOLP [23] haben Thermoelemente durch
lenzerstäubung von Wismut und Antimon und
auf dünne Formvarfilme hergestellt, die die er-
eh hohe Empfindlichkeit von etwa $400 \mu\text{V}/\mu\text{W}$
en, wohl auf Kosten des Widerstandes der bis
0 k Ω anwächst, und so die Verwendungsmög-
der Elemente einschränkt. Genauere Angaben
ese Elementes sind allerdings nicht veröffentlicht,
die Zahl der Lötstellen nicht angegeben.
AYLE [11] beschreibt eine Thermosäule, die
nstantan-Manganin-, „Thermoblech“ in Form
pirale geschnitten ist, wodurch die warmen Löt-
auf der einen, die kalten Lötstellen auf der
Seite liegen. Kurz neben den Lötstellen sind
che rechtwinkelig abgebogen.
J. ROESS und E. N. DACUS [12] teilen recht aus-
die Herstellung eines Thermoelementes durch
apfung von Wismut und Antimon auf Formvar-
stharz) Film von 500 Å Dicke mit, grundsätz-
ngt die Beschreibung jedoch nichts Neues.
e recht interessante Art von Thermosäulen be-
t L. HARRIS [13] (Abb. 2). Die beiden Metalle,
t und Antimon werden verhältnismäßig dick
eren Aufdampfvorgängen auf dünne Häutchen
ulosefilm aufgebracht, die Filme werden über
h oxydierte Aluminiumblättchen gelegt und
0 solcher Elemente werden übereinander-
tet und gepreßt. Die eigentlichen Thermo-
sind sehr kurz (0,25 mm), wodurch kleiner
and und kleine Zeitkonstante erreicht wird.
konstante wird direkt nicht angegeben, da die

Abklingkurve der Temperatur keine reine e-Funktion
ist, sie wurde aus der angegebenen Halbwertsfrequenz
berechnet zu 25 bis 50 msek.

Klasse Z. Die Trägheit der Drahtelemente ist, wie
oben erwähnt, durch Durchmesser und Länge der
Drähte nach unten begrenzt. Eine Verkürzung der

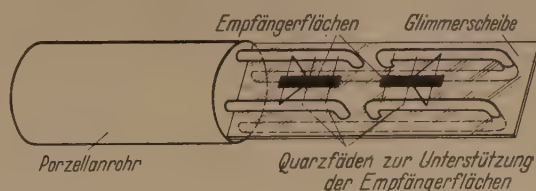


Abb. 1. Drahtelement nach Cartwright und Strong.
(Strong, Ed. Prentice hall Inc. N. Y.)

Drähte erfordert entweder eine gleichzeitige Vergröße-
rung der Empfängerfläche, oder eine Verringerung des
Drahtdurchmessers, man kommt also bald zu einer
Grenze, die durch die Verarbeitung der Elemente ge-
geben ist.

Folgender Gedanke liegt den Thermoelementen
von SCHWARZ-HILGER [26] zugrunde: Der Thermo-
draht ist zu einem Zapfen verarbeitet und die Be-

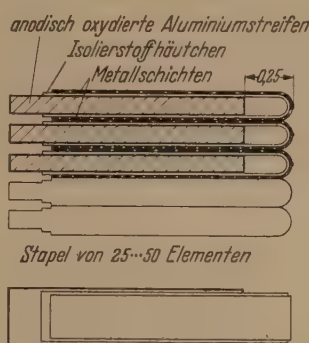


Abb. 2. Faltthermosäule nach L. Harris.

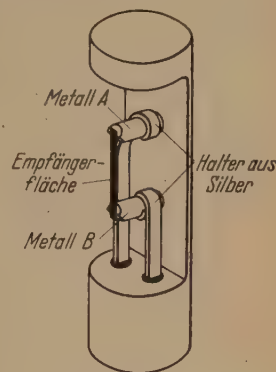


Abb. 3. Thermoelement
der Perkin-Elmer Corporation.

rührung zwischen der Empfängerfläche und dem Zap-
fen findet an „Punkten“ sehr kleinen Durchmessers
statt. Der Wärmewiderstand, dessen Bedeutung und
Größe unten abgeleitet wird, wird lediglich durch den
Durchmesser des „Punktes“ und die Materialwerte
des Zapfenmaterials bestimmt. Es ergibt sich somit
ein Draht außerordentlich kleiner Länge und die Zeit-
konstante ist nur mehr von den Abmessungen der
Empfängerscheibe abhängig.

Der Aufbau von Zapfenelementen sei an einem
Beispiel, dem Thermoelement von PERKIN-ELMER [2]
beschrieben (Abb. 3).

Zwei Zapfen, A und B aus den beiden Thermo-
metallen sind achsenparallel in zwei Haltern aus Silber
in einem Abstand von etwa 2 mm befestigt. Die Emp-
fängerfläche aus geschwärzter Goldfolie von $0,2 \cdot 2 \text{ mm}^2$
ist durch Punktschweißung mit den Zapfen verbunden.

Ein derartiges Thermoelement gibt bei einer Be-
strahlung, moduliert mit 15 Hz noch 90% seiner Span-
nung bei Gleichbestrahlung ab.

Die Thermoelemente von HILGER & WATTS [17],
System SCHWARZ-HILGER haben außerordentlich hohe
Empfindlichkeit (90 V/W) und kleine Zeitkonstante.
Sie scheinen zurzeit weit an der Spitze der bekannten
Elemente zu stehen.

Klasse S. Es sei nur kurz das recht neuartige Prinzip der Schichtenelemente beschrieben [15], [16]. Die Tatsache, daß die Wärme durch Leitung sehr schnell in einen Körper abfließt, ließ den Gedanken aufkommen, Thermoelemente mit kleinsten Zeitkonstanten nach diesem Prinzip zu bauen. Der Wärmestrom, von der Strahlungsquelle herrührend, ruft über den Widerstand einer Thermoschicht einen Temperaturabfall hervor. Schichten aus thermoelektrisch wirksamen Metallen sind so angeordnet, daß dieses kleine Temperaturgefälle in einer großen Zahl (mehreren tausend) Einzelementen eine Thermospannung erzeugt. Wegen der kleinen „Länge“ der „Thermodrähte“ die hier zu Schichten entartet sind, erzielt man außerordentlich kleine Zeitkonstanten.

Der Aufbau ist aus Abb. 4 zu ersehen. Auf einem Block (B) gut wärmeleitenden Metalls (Cu, Ag, Al

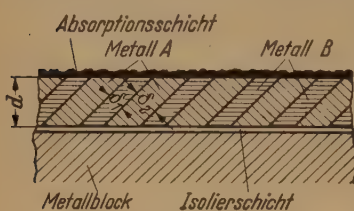


Abb. 4. Schichtenelement.

usw.) ist eine dünne Isolierstoffschicht aufgetragen und auf dieser befinden sich die thermoelektrisch wirksamen Schichten aus den Metallen A und B. Die Einzelschichten sind unter einem Winkel von annähernd 45° zur Isolierschicht geneigt, ihre Dicken d_1 und d_2 müssen zueinander, sowie zur Dicke d der Gesamtschicht in einem bestimmten, durch Wärme und Elektrizitätsleitfähigkeit der verwendeten Metalle bestimmten Verhältnis stehen.

In einem Schichtenelement entsteht die Thermospannung auf folgende Art: Die Strahlungsenergie wird in der Absorptionsschicht in Wärme übergeführt, die Wärme strömt durch die Schichten in den Metallblock. Auf ihrem Weg ruft sie an den Grenzflächen der Metalle Thermospannungen hervor, die in sich geschlossene Kurzschlußstromkreise erzeugen. Durch die schräge Anordnung der Schichten ergibt es sich, daß ein Teil der Spannungsabfälle auf diesen Stromkreisen sich summiert und zu einer Spannung führt, die an den Enden des Bandes abgegriffen werden kann. Die Richtung der Spannung kann bei gleicher Neigung der Schichten von rechts nach links oder umgekehrt verlaufen, je nach dem Dickenverhältnis der Schichten. Als kennzeichnend für das Schichtenelement kann gelten, daß die beiden Energieflüsse der Wärme und der Elektrizität, die in einem Thermoelement der herkömmlichen Art parallel laufen, im Schichtenelement senkrecht aufeinander stehen.

Zahlreich sind auch die Arbeiten, die sich mit der Theorie der Thermoelemente beschäftigen. Die starke Entwicklung der Ultrarottechnik ist in der sehr ausführlichen und übersichtlichen Arbeit von VAN ZANDT WILLIAMS [1] beschrieben. Eine gute zusammenfassende Darstellung des derzeitigen Standes der Entwicklung gibt J. LECOMTE [2]. Viele Autoren befassen sich mit der Grenze der Empfindlichkeit von Strahlungsempfängern, drei sehr eingehende Arbeiten stammen von R. CLARK JONES [3], [4]. In „The ultimate sensitivity of radiation detectors“ wird der Strahlungsempfänger im allgemeinen behandelt, wobei das Frequenzspektrum von Strahler und Empfänger berücksichtigt wird, was zu verschiedenen Emissionskoeffizienten führt. Ein Diagramm zeigt die Empfindlich-

keitsgrenze von Strahlungsempfängern. In einer Arbeit bringt R. C. JONES eine neue Einteilung von Strahlungsempfängern, wobei er die Thermoelemente zu der Klasse II der Empfänger zählt, deren Sensitivität umgekehrt proportional der Zeitkonstante ist. In seiner dritten Arbeit [5] wird ein Gütefaktor („figure of merit“) vorgeschlagen, ferner werden eine Anzahl von Thermoelementen beschrieben, von denen Angaben sind in die vorliegende Arbeit aufgenommen. Die Grenze der Empfindlichkeit von Strahlungsempfängern wird in den Arbeiten von H. KAPPLER [27] und KAPPLER [28] angegeben.

D. F. HORNIC und O'KEEFE [6] berechnen die kleinste nachweisbare Leistung von Thermoelementen und geben als Vergleichswert von Thermosäulen

die „absolute Empfindlichkeit“ $S_a = \frac{S}{\sqrt{R}}$; weiter

die Empfindlichkeit von Thermosäulen mit n Elementen berechnet und die Ergebnisse mit gemessenen Werten verglichen. Für das Material von Thermoelementen wird ein Gütefaktor $M = \frac{p}{\sqrt{\frac{\lambda}{x}}}$ angegeben.

Den gleichen Gütefaktor findet auch MARIA TELLE [7], die auch den Wirkungsgrad von Thermoelementen in einigen Beispielen untersucht und zu gemessenen Werten von 7% und theoretisch möglichen Werten von 10% kommt. P. B. FELGETT [8] führt eine „mische Impedanz“ ein und gibt Methoden zur Messung an. Für das Thermoelement wird ein Schema für den Wärmestromlauf gegeben. Die dynamische Impedanz erlaubt die Berechnung der Thermokraft, des Wärmeverlustes des Empfängerscheibe und der Zeitkonstante. Als Wirkungsgrad wird der Bruchteil bezeichnet, den das Thermoelement vom thermodynamischen Wirkungsgrad erreicht. Die kleinste nachweisbare Leistung, die Felgett berechnet, ist etwas zu niedrig, da er annimmt, daß beim idealen Thermoelement die Verluste durch Leitung null sind. Daß die Leitungsverluste verschwinden, ist jedoch nur möglich, wenn der Wärmewiderstand und damit auch der elektrische Widerstand gegen unendlich gehen.

Die Energieflüsse im Thermoelement.

Ohne auf den Mechanismus der Wärme und Elektrizitätsleitung näher einzugehen, wird das Thermoelement als von zwei Energieflüssen, dem der Wärme und dem der Elektrizität, durchströmt betrachtet. Diese Energieflüsse sind durch die thermoelektrischen Effekte miteinander verknüpft. In den für Strahlungsmesser in Frage kommenden Temperaturbereichen kann man ohne weiteres annehmen, daß die Elektrizitätsleitung dem Ohmschen Gesetz gehorcht und der Wärmestrom dem Temperaturabfall proportional ist.

Der Wärmefluß: Die von der Empfängerfläche gefangene Strahlungsleistung N_z fließt zum Teil durch die Thermodrähte ab; sie hängt mit dem Temperaturabfall wie folgt zusammen:

$$\vartheta = N \cdot R_t,$$

wobei R_t der thermische Widerstand, N der Wärmestrom, und ϑ der Temperaturabfall in den Drähten ist. Aus dieser Gleichung ist bereits zu ersehen, daß bei gegebenem N der Wärmewiderstand möglichst groß sein muß, um hohe Temperatur zu erzielen.

Stromfluß:

$$E = J \cdot R_s. \quad (3)$$

vom Thermoelement produzierte Spannung, $R_s = R + R_a$ der elektrische Widerstand des gesamten Schließungskreises.

Temperaturabfall und elektrischer Spannungsabfall hängen direkt zusammen durch den SEEBECK-Koeffizienten, die Thermokraft p .

$$E = p \cdot \vartheta. \quad (4)$$

Gl. (3) ist zu ersehen, daß der Widerstand R_s klein sein muß, um bei gegebenen Spannung E hohen Strom zu ergeben.

Thermoelement soll also hohen thermischen Widerstand und kleinen elektrischen Widerstand besitzen. Wie man diese Widerstände zusammenhängen, soll nun betrachtet werden.

Widerstand, den ein Körper dem Durchfluß des Stromes entgegensetzt, kann aufgefaßt werden als Widerstand mit zwei Komponenten bestehend, dem Körperwiderstand und dem Oberflächenanteil. Zum Körperanteil gehört der Widerstand der Wärmeleitung, zum Oberflächenanteil der durch Konvektion und Strahlung übertragene Teil der Wärme. Diese Widerstände sind parallel geschaltet.

Widerstand gegen Wärmeleitung R_{t_0} ist:

$$R_{t_0} = \int_{x=0}^l \frac{dx}{\lambda q(x)}. \quad (5)$$

In dem vorliegenden Fall soll der Anteil der Oberfläche, der durch einen Faktor o berücksichtigt werden soll, der Konvektions- und Strahlungs- und Konvektionswiderstand gegen Null geht. Der Gesamtwiderstand ist:

$$R_t = R_{t_0} \frac{1}{1+o}. \quad (6)$$

R_t möglichst groß sein soll, wird man trachten, den Oberflächenanteil klein zu halten. Es wird deshalb das Thermoelement ins Vakuum gebracht, um den Konvektionsanteil verschwinden zu lassen und die Oberfläche der Drähte möglichst spiegelglatt zu machen, um den Strahlungsanteil herabzusetzen. Die kleinen Drahtlängen sowie bei Zapfenelementen ohne Schwierigkeit viel kleiner als 1 gemacht werden können, also zu vernachlässigen sein; bei Widerstandselementen, bei denen Länge und Querschnitt der Drähte in bestimmtem Verhältnis zueinander stehen müssen, hat der Oberflächenbeiwert o etwa die Größe 0,5.

Es läßt sich leicht beweisen, daß bei einem richtig konstruierten Thermoelement der Wärmewiderstand für die Drahtlängen gleich groß sein muß, und da aus physikalischen Gründen meist auch die Länge beider Drähte gleich groß ist, so wird:

$$R_{t_0} = \int_0^l \frac{dx}{\lambda q(x)} \parallel \int_0^l \frac{dx}{\lambda' q'(x)} = \frac{1}{2} \int_0^l \frac{dx}{\lambda q(x)}; \quad (6)$$

elektrische Widerstand beider Drähte ist

$$R = \int_{x=0}^l \frac{dx}{\kappa q(x)} + \int_{x=0}^l \frac{dx}{\kappa' q'(x)}. \quad (7)$$

Man kann hier die LORENZschen Zahlen ein (GEILING-WIEDEMANN-FRANZ und LORENZ) die den

Zusammenhang der thermischen (λ) und elektrischen Leitfähigkeiten (κ) angeben, so wird für jedes Leiterelement mit:

$$L = \frac{\lambda}{\kappa \Theta} \quad \text{und} \quad L' = \frac{\lambda'}{\kappa' \Theta}. \quad (8)$$

$$dR = \frac{dx}{\lambda q(x)} \quad \text{und} \quad dR' = \frac{dx}{\kappa q(x)} = \frac{dx}{\lambda q(x)} \cdot L \cdot \Theta.$$

Man kann annehmen, daß der betrachtete Temperaturbereich ϑ klein ist gegenüber Θ , und demnach Θ als konstant vor das Integral setzen. Der gesamte elektrische Widerstand wird dann:

$$R = \Theta \int_0^l \frac{dx}{\lambda q(x)} (L + L') = 2 R_{t_0} \Theta (L + L') = \left. \begin{aligned} &= 2 R_t \Theta (L' + L) (1 + o). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Der Wärmefluß N in Gl. (2) ist aus der einfallenden Strahlungsleistung A (Watt \cdot cm²), der wirklichen Empfängerfläche F (cm²), dem Absorptionskoeffizienten der der Strahlung ausgesetzten (Vorder-) Fläche e_v und der Wärmeabgabezahl der Oberfläche $s = \alpha + 4e\sigma\Theta^3$ (Watt cm⁻² grad⁻¹) (worin α die Konvektionswärmeübergangszahl, σ die STEFAN-BOLTZMANNsche Strahlungskonstante und $e = \frac{e_v + e_n}{2}$ der Mittelwert der Emmissionskoeffizienten von Vorder- und Hinterseite der Empfängerfläche ist), zu bestimmen.

Die gesamte von der Empfängerfläche absorbierte Strahlungsleistung ist:

$$N_z = e_v A \cdot F \text{ (Watt)}. \quad (10)$$

Davon wird durch Strahlung und Konvektion abgegeben

$$N_a = 2 s F \vartheta \text{ (Watt)}.$$

Hierbei wurde angenommen, daß die ganze Empfängerfläche der Strahlung ausgesetzt ist, was bei Elementen der Klassen D, Z und S meist zutrifft, bei Bandlelementen jedoch nur selten.

Durch Leitung wird in die Drähte geführt:

$$N = \frac{\vartheta}{R_t}. \quad (12)$$

Es ist $N_z = N_a + N$ und daraus:

$$N = \frac{\vartheta}{R_t} = e_v A F - 2 s F \vartheta. \quad (13)$$

Es gibt eine (1910) von JOHANSEN [25] aufgestellte Regel, die verlangt, daß für ein richtig ausgelegtes Thermoelement die Hälfte der Empfängerfläche zugeführte Leistung durch die Oberfläche, (Strahlung und Konvektion) die andere Hälfte durch Leitung in die Drähte abfließen soll. Diese Regel gilt nicht streng, es hängt z. B. von der Belastungsart und der Ausführungsform der Thermoelemente ab, wie groß das Verhältnis zwischen den beiden Wärmeanteilen sein muß, um höchste Empfindlichkeit zu erhalten. Im allgemeinen wird man annehmen können, daß die Bedingung für Elemente der Klassen D, Z und B gelten wird. Vollkommen verschieden liegen nur die Verhältnisse bei Schichtelementen; diese sollen auch von den folgenden Betrachtungen ausgeschlossen bleiben.

Die JOHANSENSche Bedingung lautet also $N_a = N$, man erhält dann aus Gl. (13) eine einfache Beziehung zwischen dem Wärmewiderstand und der Wärme-

abgabe der Oberfläche:

$$R_t = \frac{1}{2sF} \quad (14)$$

Man kann nun auch den elektrischen Widerstand einführen, der mit dem Wärmewiderstand durch Formel (9) zusammenhängt, und man erhält somit die Beziehung:

$$R = \frac{(L + L') \Theta (1 + o)}{sF} \quad (15)$$

Formel (15) ist insofern sehr interessant, als sie das etwas überraschende Ergebnis birgt, daß — unter den angenommenen Voraussetzungen — der elektrische Widerstand eines Thermoelementes nur von der Größe der Wärmeabgabe der Empfängerfläche bestimmt wird. Befindet sich das Thermoelement im Vakuum, so fällt der Wärmeverlust durch Konvektion fort ($\alpha = 0$) und die Formel lautet:

$$R = \frac{(L + L')}{4\sigma e \Theta^2 F} \quad (16)$$

Bei Metallen, die dem Gesetz von WIEDEMANN-FRANZ folgen, ist: $L = L' = 3 \cdot 10^{-8} \text{ (V}^2 \text{ grad}^{-2})$, und mit $\Theta = 300^\circ \text{ K}$, $e = 0,5$ und $o = 0$ erhält man:

$$R \cdot F = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ (Ohm} \cdot \text{cm}^2) \quad (17)$$

Über die Form der Thermodrähte ist bis jetzt nichts ausgesagt, sie können Draht oder Bandform haben, d. h. konstanten Querschnitt besitzen, oder es kann ihr Querschnitt mit der Länge veränderlich sein, für das Widerstandsverhältnis ist das ohne Bedeutung. Da für die Wärmeleitung beide Drähte parallel, für die Elektrizitätsleitung aber

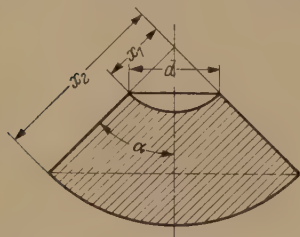


Abb. 5. Thermodraht in Zapfenform.

in Serie geschaltet sind, kann man aus der Größe des elektrischen Widerstandes allein noch keinen eindeutigen Schluß auf den Wärmewiderstand ziehen, es ist z. B. möglich, daß ein Draht Kurzschluß mit der Masse hat, was den elektrischen Widerstand nur auf die Hälfte, den Wärmewiderstand jedoch auf Null reduziert.

Für konstanten Querschnitt ist:

$$R_t = \frac{l}{2\lambda q}$$

Bei Zapfenelementen wächst der Querschnitt des Leiters quadratisch mit der Länge. Als Äquipotentialflächen können Kugelkalotten angenommen werden (Abb. 5). Die Berührungsstelle zwischen Zapfen und Empfängerscheibe ist so klein, daß ihre genaue Form nicht vorausbestimmt werden kann, es wird angenommen, daß sie ein Kreis vom Durchmesser d sei.

Der Widerstand ist dann:

$$R_t = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda 2x^2 \pi (1 - \cos \alpha)} = \frac{1}{2\lambda \pi (1 - \cos \alpha)} \cdot \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right)$$

Da nun meist $x_1 \ll x_2$ ist, wird $\frac{1}{x_2}$ gegenüber $\frac{1}{x_1}$ zu

vernachlässigen sein und mit $x_1 = d/2 \sin \alpha$ man für den Widerstand R_t den Wert:

$$R_t = \frac{\sin \alpha}{\lambda \pi d (1 - \cos \alpha)}$$

Für $\alpha = \frac{\pi}{2}$ wird $\sin \alpha = 1$ und $\cos \alpha = 0$ und

$$R_t = \frac{1}{\lambda d \pi} \quad \text{und analog} \quad R = \frac{1}{\lambda d \pi}$$

Der Fall $\alpha = \pi/2$ gilt für den Übergangswid zwischen einem Körper und einer Spitze, a „punktförmige Berührung“. Der Übergang stand ist also, außer von den Materialwerten d berührenden Teile, nur von dem Durchmesser d rührungspunktes abhängig; da bei Thermoele die Empfängerscheibe stets aus einem Material Leitfähigkeit, die Thermodrähte oder Zapfen a Material geringerer Leitfähigkeit bestehen, ist e teil der Empfängerscheibe am Berührungswid meist zu vernachlässigen.

Um eine Vorstellung von der Größenordnu Durchmessers zu haben, sei erwähnt, daß für V ein Widerstand von 1 Ohm einen Durchmesser nur $0,3 \mu$ erfordert.

Die Empfindlichkeit von Thermoelementen

Unter der Empfindlichkeit eines Thermoele versteht man im allgemeinen die Größe der erz Spannung in μV bei einer zugeführten Leistu einem μW . Die Empfindlichkeit wird also in ($\mu\text{V/W}$) oder was das gleiche ist in (Volt/Watt) angege

In einem Strahlungsfeld der Dichte A (V fällt auf die Fläche F (cm^2) eine Leistung FA Von dieser Leistung wird ein Teil, dem Absor koeffizienten entsprechend in Wärme übergefi

Bei einem Thermoelement, das der JOHANSE Bedingung folgt, ergibt sich nach Formel (1 Temperaturdifferenz:

$$\vartheta = \frac{e_v F A}{2} \cdot R_t$$

und eine Thermospannung:

$$E = p \vartheta = \frac{p \cdot e_v F A}{2} R_t$$

damit wird die Empfindlichkeit:

$$S_0 = \frac{E}{FA} = \frac{p e_v}{2} R_t$$

und da unter den vorausgesetzten Bedingungen Formel (14) gilt, erhält man:

$$S_0 = \frac{e_v p}{4sF} \text{ (V/W)}$$

Für ein Vakuumthermoelement ist $\alpha = 0$ und

$$S_0 = \frac{e_v p}{16\sigma e \Theta^3}$$

Als spezifische Empfindlichkeit kann ma Spannung bezeichnen, die ein Thermoelement in Strahlungsfeld von A (Wcm^{-2}) abgibt.

$$\bar{S}_0 = S_0 F = \frac{e_v p}{4s}$$

Es ist leicht anzugeben, bis zu welcher Größe den gegebenen Voraussetzungen die spezifische findlichkeit steigen kann. Für $e_v = 1$, $e = 0$,

0°K und einer Thermokraft von $p = 1000 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$

$$\bar{S}_{\max} = 0,8 (\text{V W}^{-1} \text{cm}^2).$$

Man könnte sich vorstellen, daß die Empfindlichkeit beliebig groß gemacht werden könnte, indem einfach die Fläche F gegen null gehen läßt. Das ist nicht möglich, da bei kleiner werdender Fläche Formel (14) der Wärmewiderstand sehr ansteigen würde, was nur durch Vergrößerung der Länge und Verengung des Querschnittes der Thermodrähte zu erreichen ist, man wird also bald an die Grenze des technisch Möglichen kommen. Ein weiteres Hindernis für eine Erhöhung der Empfindlichkeit ist die Tatsache, daß gerade jene Metalle, die die höchsten Thermokräfte zeigen, außerordentlich brüchig sind und nicht in Form von Drähten bringen lassen; Punktschweißung, wie sie bei den Zapfenelementen durchgeführt wird, wäre wohl denkbar, doch wird hier die Festigkeit mit sinkendem Berührungsradius bald unzureichend.

Man kann allgemein also gesagt werden, daß die Grenze der Empfindlichkeit durch das Verhalten der spezifischen Empfindlichkeit durch das Verhalten der Grenze der Empfindlichkeit durch die Temperatur gegeben ist.

Die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung (der Störpegel).

Die Güte eines Thermoelementes wird im wesentlichen von drei Faktoren bestimmt, das sind neben der Empfindlichkeit die kleinste noch nachweisbare Strahlungsleistung und die Zeitkonstante.

Die kleinste noch nachweisbare Strahlungsleistung bezeichnet, die ein Signal der Größe des Störpegels (= Rauschpegel) erzeugt. Es ist es ohne Bedeutung, ob das Thermoelement an einen Verstärker oder an ein Galvanometer angeschlossen ist.

Störquellen kommen das „Temperaturrauschen“ und das „Widerstandsrauschen“ in Betracht; untersucht werden, welche von beiden Störquellen überwiegt.

Das Temperaturrauschen rührt von den statistischen Schwankungen der Schwingungen der Moleküle her, einen Ausschnitt aus dem Frequenzspektrum zwischen ν und $\nu + \Delta\nu$ beträgt der zeitliche Mittelwert der Temperaturschwankungen:

$$\vartheta_t = \sqrt{\frac{2 k \Theta^2 \Delta\nu}{s F \left(1 + \frac{\pi \nu^2 c^2 \delta^2}{s^2}\right)}} \quad (22)$$

Wobei k die BOLTZMANNsche Konstante, c die spezifische Wärme je cm^3 und δ die Dicke der Empfängerfläche ist. Ist das Thermoelement an einen Verstärker angeschlossen, bedeutet ν die Frequenz, $\Delta\nu$ die Frequenzbandbreite des Verstärkers. Im Falle der Verwendung eines Galvanometers kann $\nu = \Delta\nu = \frac{1}{T_g}$ eingesetzt werden, wobei T_g die Zeitkonstante des Galvanometers ist.

Wenn die JOHANSEN-Bedingung beibehalten, so erhält man für eine einfallende Strahlungsleistung von N_{min} , die Temperatur der Empfängerfläche zu:

$$\vartheta = \frac{e_p A}{4 s}$$

und jene Strahlungsleistung, die eine Temperatur in der Höhe des Temperaturrauschens hervorruft:

$$N_{\text{mt}} = A_m F = \sqrt{\frac{2^5 k \Theta^2 s \Delta\nu F}{e_p^2 \left(1 + \pi \nu^2 \left(\frac{c \delta}{s}\right)^2\right)}} \quad (23)$$

Als Ursache für das Widerstandsrauschen (JOHNSON-noise) sind die statistischen Schwankungen in der Dichte der Leitungselektronen anzusehen. Der zeitliche Mittelwert der Störspannung beträgt für eine Frequenzbandbreite $\Delta\nu$:

$$E_w = \sqrt{4 k \Theta \cdot R_s \Delta\nu} \quad (24)$$

worin R_s der Widerstand des gesamten Schließungskreises ist.

Die Strahlungsleistung N_{mw} , die eine gleich große Spannung an den Klemmen des Thermoelementes hervorruft, ist:

$$N_{\text{mw}} = \sqrt{\frac{2^6 k \Theta R_s s^2 F^2 \Delta\nu}{e_p^2 p^2}} \quad (24)$$

Das Verhältnis von Temperaturrauschen zu Widerstandsrauschen ist nun:

$$\left(\frac{N_{\text{mt}}}{N_{\text{mw}}}\right)^2 = \frac{p^2 \Theta}{2 F_s R_s \left(1 + \pi \nu^2 \left(\frac{c \delta}{s}\right)^2\right)} \quad (25)$$

Setzt man hier den Wert für F_s ein, der sich aus Formel (15) ergibt, so erhält man mit $R_s = R$ (kleinster möglicher Wert)

$$\left(\frac{N_{\text{mt}}}{N_{\text{mw}}}\right)^2 = \frac{p^2}{2 (L + L') \left(1 + \pi \nu^2 \left(\frac{c \delta}{s}\right)^2\right) (1 + o)} = \frac{\omega}{2 (1 + o) \left(1 + \pi \nu^2 \left(\frac{c \delta}{s}\right)^2\right)} \quad (26)$$

Der Ausdruck $\omega = \frac{L + L'}{p^2}$ wird die „Thermometallzahl“ [21], [22] genannt; sie ist ein direktes Maß für die Güte einer Metallzusammenstellung. Man sieht, daß das Störspannungsverhältnis stets kleiner sein muß als $\frac{\omega}{2}$ (da sowohl o als auch $\pi \nu^2 \left(\frac{c \delta}{s}\right)^2$ positiv sind).

Der größte dem Verf. bekannte Wert für ω liegt bei etwa 0,3. Es geht also daraus hervor, daß unter den gegebenen Bedingungen bei einem Thermoelement das Widerstandsrauschen immer überwiegen wird. Solange keine Metallpaare gefunden werden, deren Thermometallzahl größer als 2 ist, wird man an die unterste Grenze, die der Erkennbarkeit der Strahlungsleistung gesetzt ist, nicht herankommen.

Es kann also für Thermoelemente als kleinste nachweisbare Leistung angegeben werden:

$$N_{\text{min}} = \sqrt{\frac{2^6 k \Theta^2 s F (1 + o) \Delta\nu}{e_p^2 \omega}} \quad (27)$$

$\Theta = 300^\circ\text{K}$, $e_h = 0$, $e_p = 1$, $\alpha = 0$ und $o = 0$, erhält man für ein Thermoelement der Empfängerfläche 1 mm^2 und bei einer Frequenzbandbreite von 1 Hz mit $\omega = 0,3$ als kleinste nachweisbare Strahlungsleistung:

$$N_{\text{min}} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ Watt}$$

Der Wert, den FELLGETT [8] an einem Thermoelement von $0,4 \text{ mm}^2$ tatsächlich gemessen hat, ist

$3 \cdot 10^{-11} \text{ W}$; auf eine Fläche von 1 mm^2 umgerechnet also $5 \cdot 10^{-11} \text{ Watt}$, was überraschend genau dem berechneten Mindestwert entspricht.

Die Folgerungen, die aus Formel (27) gezogen werden können, sind folgende: *Der Störpegel wird um so niedriger, je kleiner die Fläche F und je größer die Thermometallzahl ω ist*, weiters ist der Einfluß der Temperatur noch größer als in Formel (27) zum Ausdruck kommt, da auch in s die Temperatur enthalten ist, N_m also proportional $\Theta^{2,5}$ wird.

Die Trägheit.

Die Bedeutung, die die Trägheit für die Messung mit Thermoelementen hat, ist, wie bereits in der Einleitung erwähnt, ganz hervorragend. So verzichtet man heute gern auf einen Teil der Empfindlichkeit zugunsten kleinerer Trägheit. Es soll hier untersucht werden, durch welche Mittel die Trägheit herabgesetzt werden kann.

Die Trägheit von Thermoelementen wird meist durch die Zeitkonstante, manchmal auch durch die Halbwertszeit oder die Halbwertsfrequenz ausgedrückt. Nur für den Fall, daß die Abklingkurve der Spannung eine reine e -Funktion ist, kann ein Wert ohne weiteres in den anderen übergeführt werden. Immer jedoch kann die Abklingkurve in eine Reihe zerlegt werden; für die folgenden Berechnungen sei als Zeitkonstante ganz allgemein die des ersten Gliedes der Reihe bezeichnet.

Denkt man sich ein durch Stromwärme oder Strahlung erhitztes Band vom Querschnitt q und vom Umfang u , dessen Wärmequelle zur Zeit $t = 0$ aussetzt, so ergibt sich für die Mitte des Bandes eine zeitliche Temperaturverteilung nach der Formel [21]:

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{t}{T_n}} \frac{2 \vartheta_{\max}}{(2n-1)\pi} \left(1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{2al}{(2n-1)\pi} \right)^2} \right) \cos \pi(2n-1), \quad (28)$$

hierin ist $a = \sqrt{\frac{su}{\lambda q}}$, wobei s die Wärmeübergangszahl und λ die Wärmeleitfähigkeit des Bandmaterials ist.

Jedes Glied der unendlichen Reihe hat eine Zeitkonstante:

$$T_n = \left(\frac{l^2 c}{\lambda} \right) \frac{1}{(al)^2 \left(1 + \frac{\pi^2}{4(al)^2} (2n-1)^2 \right)}. \quad (29)$$

Aus dieser Formel können für alle praktisch vorkommenden Fälle die möglichen Zeitkonstanten berechnet werden.

1. Für sehr lange Bänder mit $l \rightarrow \infty$ geht $al \rightarrow \infty$ und die Zeitkonstante erhält die Form:

$$T_{\infty} = \frac{cV}{sO}. \quad (30)$$

Hierin ist V das Volumen und O die Oberfläche eines Körpers, der durch Leitung keine Wärme verliert.

2. $al = 1,5$ (der Wert 1,5 ergibt sich für al , wenn man die Länge für ein Banelement günstigsten Wirkungsgrades sucht)

$$\vartheta = \vartheta_{\max} \left(0,61 e^{-\frac{1}{T_1}} - 0,04 e^{-\frac{1}{0,19 T_1}} + 0,0087 e^{-\frac{1}{0,07 T_1}} - \dots \right). \quad (31)$$

Die Reihe nimmt rasch ab, und man kann ohne Gefahr die Zeitkonstante des ersten Gliedes verwenden.

$$T_{al=1,5} = \frac{cq}{su} \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi}{2al} \right)^2} = 0,475 T_{\infty}.$$

3. $al \rightarrow 0$, in diesem Falle erhält man den Wert

$$T_{al \rightarrow 0} = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{cl^2}{\lambda}.$$

Um zu sehen, wie die Größe der Zeitkonstante einflußt werden kann, vergleicht man die drei Formeln (31), (32), (33).

Die Zeitkonstante für ein langes Band ist T_{∞} .

hierin ist c , die spezifische Wärme je Volumeneinheit, für fast alle Metalle gleich groß, und s ist durch die umgebende Gas sowie durch die Oberflächenbenetzung bestimmt. Eine Verminderung der Trägheit ist durch Erhöhung von s wohl möglich, doch um das selbe Maß die Empfindlichkeit herabgesetzt, und der Störpegel steigt. Der Gewinn ist also sehr zweifelhaft.

Das Verhältnis $\frac{V}{O}$ entspricht bei einem flachen Band seiner halben Dicke, bei einem Runddraht dem Radius seines Durchmessers. Nun ist es verhältnismäßig einfach, ein Band von z. B. 1μ Dicke herzustellen und zu verarbeiten, jedoch unvergleichlich schwieriger, ein Thermoelement aus 2μ dicken Drähten zu bauen.

Der zweite Fall, $al = 1,5$, führt zu ähnlichen Verhältnissen, durch den Einfluß der an den Bandenden abfließenden Wärme ist die Zeitkonstante kleiner als beim unendlichen langen Band.

Recht verschieden sind die Verhältnisse wenn $al \rightarrow 0$ geht. In Formel (33) ist s nicht mehr vorhanden, das umgebende Gas hat auf die Zeitkonstante keinen Einfluß mehr, hingegen sind die Wärmeleitfähigkeit λ und die Länge des Drahtes von großem Einfluß.

Man sieht also, daß es durch Verringerung der Länge des Bandes ohne weiteres möglich ist, zu kleineren Zeitkonstanten zu kommen. Um also extrem kleine Werte von T zu erhalten, muß sich die klassische Bauart verlassen werden und man muß nach anderen Formen von Thermoelementen Ausschau halten; ein Versuch ist das Schichtenelement.

Die Thermosäule.

Es war bisher nur von Einzelementen die Rede, nun kann man die Spannung vergrößern, indem man mehrere Elemente in Reihe schaltet; oder abnehmen, indem man die Elemente in Parallelschaltung den Widerstand verkleinert; in beiden Fällen hat man es mit Thermosäulen zu tun. Thermosäulen wurden früher häufig verwendet, in neuerer Zeit ist man, vor allem bei Spektrometern, davon abgekommen. Man zieht durch eine optische Einrichtung das Strahlengut hinter den Austrittsspalt zu konzentrieren, um auf einer kleinen Fläche des Einzelementes mögliche Energiedichte zu erzielen.

Wenn trotzdem Thermosäulen verwendet werden, so im allgemeinen in zwei Fällen: bei Galvanometern mit hohem kritischem Widerstand und bei empfindlichen Empfängerflächen.

Liegt der kritische Widerstand des Galvanometers fest und ist weiters die notwendige Größe der Empfängerfläche gegeben, so kann nach den bereit-

Formeln die erforderliche Zahl der Glieder et werden.

Formel (15) liegt zwischen Empfängerfläche derstand jedes einzelnen Elementes folgende ng vor:

$$R = \frac{(L + L') \Theta (1 + o)}{s F} = \frac{\Phi}{s F} \quad (34)$$

$\Phi = (L + L') \Theta (1 + o)$ ist.

n Gliedern ist der Gesamtwiderstand $R_s = n \cdot R$ e Gesamtfläche $F_s = n \cdot F$, Gleichung (34) damit:

$$R_s = n^2 \frac{\Phi}{s F_s} \quad (35)$$

man für R_s den kritischen Widerstand des ometers ein, so erhält man die Zahl der er- ehen Glieder:

$$n = \sqrt{R_k s F_s / \Phi} \quad (36)$$

1 Watt einfallender Strahlungsleistung ist die ermoelement produzierte Spannung:

$e p / 4 s F (V/W)$ und der Strom:

$$i = e n p / 4 F s (R_s + R_i)$$

Ausschlag eines Drehspulgalvanometers ist ional dem Strom i , es ist also:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_s &= c i = c \cdot e n p / 4 s F (R_s + R_i) = \\ &= c \cdot e p / 4 (R_s + R_i) \sqrt{R_k / \Phi s F} \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

portionalitätskonstante c ist die Stromempfind- sie ist für einen kleineren Ausgangswiderstand

$$c' = c \cdot \sqrt{R / R_k}$$

man also ein einzelnes Element verwenden mit pfindlichkeit $S_0 = e p / 4 s F$, wäre der Strom: $4 s F (R + R_i)$ und der Ausschlag:

$$\varphi = c' i = c \cdot \sqrt{R / R_k} \cdot e p / 4 s F (R + R_i)$$

Formel (34)

$$\left. \begin{aligned} &= c \cdot \sqrt{\Phi / s F R_s} \cdot e p / 4 s F (\Phi / s F + R_i) = \\ &= c \cdot e p / 4 (\Phi + s F R_i) \sqrt{\Phi / s F R_s} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

beiden Ausschläge verhalten sich wie:

$$\frac{\alpha_s}{\alpha} = \frac{1 + R_i / R}{1 + R_i / R_s} \quad (39)$$

bei ist aber nicht berücksichtigt, daß der and der Schaltverbindungen den Gesamt- and der Thermosäule nicht unwesentlich er- nd daß je nach Größe der Einzelflächen durch opung oder gegenseitigem Abstand ein Teil der gerfläche verloren geht. Der Gewinn, den die schaltung bringen kann, wird also kleiner sein, Formel (39) erwarten läßt.

zweite Fall, in dem Thermosäulen verwendet ist, ist der großer Empfängerflächen. Aus For- ist zu ersehen, daß mit wachsender Fläche F erstand bald unpraktisch klein wird. Kleiner and erfordert aber dicke Drähte und damit eitkonstante. Um mit der Zeitkonstante nicht a zu kommen, kann man nun mehrere dünne parallel oder aber in Reihe schalten. Parallel- ng ist insofern ungünstiger, als kleiner Gesamt- and den schädlichen Widerstand der Zulei-

tungen und Schaltverbindungen stärker ins Gewicht fallen läßt.

Wie auch die Aufgabenstellung sei, die oben- entwickelten Formeln gestatten es, eine größere Fläche so aufzuteilen, daß praktisch jeder gewünschte Ge- samt-widerstand erzielt werden kann.

Die Vergleichswerte.

Die Werte, die an einem Thermoelement unmittel- bar gemessen werden können, sind: Fläche F , Wider- stand R , Empfindlichkeit S_0 und Zeitkonstante T ; alle anderen Vergleichswerte müssen sich aus ihnen er- rechnen lassen.

Von Interesse ist in erster Linie der Störpegel, da dieser angibt, bis zu welcher unteren Grenze das Ther- moelement noch verwendet werden kann.

Die Empfindlichkeit wurde als die Spannung defi- niert, die ein Element unter Einfluß einer Strahlungs- leistung abgibt. Für den Fall der kleinsten nachweis- baren Leistung ist:

$$S_0 = \frac{E_{min}}{N_{min}} \quad \text{und} \quad E_m = N_m S_0 = \sqrt{4 k \Theta R_s \Delta \nu}$$

setzt man für $R_s = R$ ein, was für Anschluß des Ther- moelementes an einen Verstärker mit Eingangstrans- formator mit vernachlässigbarem Ohmschen Wider- stand annähernd zutreffend ist, und weiter für $\Delta \nu = \frac{1}{4 T}$, so erhält man für den Störpegel:

$$N_m = 1 / S_0 \sqrt{k \Theta R / T} \quad \text{und für } \Theta = 300^\circ \text{ K:}$$

$$N_m = 6,42 \cdot 10^{-11} \cdot 1 / S_0 \cdot \sqrt{R / T} \text{ Watt.} \quad (40)$$

Nach CLARK JONES [5] ist der auf die Empfänger- fläche von 1 mm² bezogene Störpegel:

$$H_m = \frac{N_m}{\sqrt{F}} = 6,42 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{1}{S_0} \sqrt{\frac{R}{T F}} (\text{Watt} \cdot \text{mm}^{-1}) \quad (41)$$

und der Gütefaktor:

$$M = 3 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{1}{T H_m} = 0,0467 \cdot S_0 \sqrt{\frac{F}{R T}} \quad (42)$$

Als Maß für die Empfindlichkeit wird auch die „absolute Empfindlichkeit“ vorgeschlagen [6], sie ist:

$$S_{abs} = \frac{S_0}{\sqrt{R}} \quad (43)$$

Um auch die Trägheit des Thermoelementes mit zu berücksichtigen, kann man als Vergleichswert die „Steilheit“ [21] S_0 / T oder die „absolute Steilheit“ $\frac{S_0}{T \sqrt{R}}$ heranziehen.

Alle diese Werte sind nur bedingt brauchbar, es muß je nach Verwendungszweck von Fall zu Fall ent- schieden werden, welcher Kennwert das Thermoele- ment am besten kennzeichnet. Es ist jedoch unzu- lässig, durch einen *einzig*en Wert die „Güte“ eines Thermoelementes beurteilen zu wollen.

Einen sehr brauchbaren Vergleich erlauben auch die „wirksamen Materialwerte“. Betrachtet man das Thermoelement als Ganzes, so kann man es durch ein „ideales Thermoelement“ ersetzt denken, das die gleichen Meßwerte ergibt wie das betrachtete Element. Dieses ideale Thermoelement besäße dann eine „wirk- same“ Thermokraft p_w , eine „wirksame“ Lorenzzahl L_w , und eine „wirksame“ Metallzahl ω_w .

Nach Formel (20) ist die Empfindlichkeit $S = e p n / 4 s F$, wobei n die Zahl der warmen Lötstellen ist.

Tabelle 1.

Laufende Nummer	Klasse	Kennzeichnung	Quellenangabe	Gemessene Werte				Berechnete Werte					Bemerkun
				Fläche	Widerstand	Empfindlich- keit	Zeitkonstante	Absolute Empfindlich- keit nach Hornig und O'Keefe	Absolute Steilheit	Kleinste nachweisbare Leistung (Störpegel)	reduzierter Störpegel	Gütefaktor nach Clark Jones	
				F mm ²	R Ω	S_0 V/W	T msek	$\frac{S_0}{\sqrt{R}}$ $\sqrt{VW^{-1}\Omega^{-1/2}}$	$\frac{S_0}{TV\sqrt{R}}$ $VW^{-1}\Omega^{-1/2}$ sek ⁻¹	N_{min} $\times 10^{10}$ Watt	H_{min} $\times 10^{10}$ Wmm ⁻¹	M W ⁻¹ sekm ⁺¹	
1	Drahtelemente	Weyrich Thermo- elemente	[5]	2	20	0,29	68	0,065	0,95	37,7	26,7	0,0165	in Luft
1		Weyrich Thermo- elemente	[5]	2	20	4,35	1000	0,97	0,97	0,658	0,465	0,0645	in Vakuum
3		Eppley (Farand)	[5]	1	5,8	0,375	90	0,155	1,72	13,7	13,7	0,0241	kompensiert Element
4		Hornig-O'Keefe	[6]	0,5	5	6,5	36	2,9	81	1,16	1,64	0,508	{ Bi + 3% Sb Bi + 5%
5		" "	[6]	1,0	10	8,5	36	2,06	57	1,64	1,64	0,508	
6		" "	[6]	4,0	12,5	3,8	41	1,07	26	2,94	1,47	0,498	
7		Harris evapor. T. E.	[5]	11	100	0,28	13,3	0,028	2,1	147	59,7	0,0377	50 Lötstellen elemente" konstante Halbwerts- quenz ber
8		" "	[5]	11	100	0,334	13,3	0,033	2,5	166	50	0,045	
9		" "	[13]	11	63	0,4	25	0,05	2	22	6,65	0,18	
10		" "	[13]	11	84,5	0,467	37	0,051	1,38	27	8,2	0,10	
11		" "	[13]	9	36	0,52	50	0,087	1,74	14,7	4,9	0,123	
12		" "	[13]	5	32,5	0,15	18	0,0264	1,47	16	7,2	0,23	25 Lötstellen
13	Bandelemente	Harris u. Scholp	[5]	1,2	1480	50	177	1,3	7,35	1,17	1,02	0,166	{ Bi → Sb } herg durd thod stäu Ang über Zah Löt fehl
14		" "	[5]	1,2	1430	47,5	110	1,25	11,3	1,53	1,4	0,195	
15		" "	[5]	4,8	4900	60,2	134	0,86	6,4	2,03	0,928	0,24	
16		" "	[5]	1,2	183*	406	345	0,95	2,75	1,15	1,05	0,0826	
17		" "	[5]	1,2	90*	400	175	1,35	7,75	1,15	1,05	0,163	
18		Harris Th. El.	[5]	1,2	150*	34,2	212	0,088	0,42	15,8	14,4	0,01	Bi → Te) Met
19		" "	[5]	1,2	25*	3,46	90	0,025	0,28	85,0	77,4	0,0043	Bi → Sb) Zell film dan
20		Eppley (Emerson)	[5]	80	18	0,1	250	0,0235	0,094	51,8	5,76	0,0208	12 warme, 1 Lötstellen 1/2" x 1/4"
21	Zapfenelemente	Schwarz-Hilger	[17]	0,4	200	90	30	6,37	210	1,14	1,435	0,7	
22		" "	[17]	0,8	35	30	30	5,1	170	1,14	1,27	0,79	
23		" "	[17]	0,4	35	2,5	5	0,42	84	33,5	53	0,113	
24		" "	[17]	0,8	150	6,5	10	0,53	53	18,7	21	0,143	
25		Perkin-Elmer	[18]	0,4	10	5	58	1,58	27	1,68	2,66	0,195	
26		" "	[19]	0,4	20	10	45	2,24	50	1,845	2,13	0,313	
27		" "	[5]	0,4	20	10	17	2,24	130	2,19	3,47	0,508	

Ein ideales Thermoelement ist evakuiert, hat die Vorderseite der Empfängerfläche vollkommen schwarz ($\epsilon_v = 1$) und die Hinterseite vollkommen spiegelnd ($\epsilon_h = 0$). Für 300° K ergibt sich somit eine wirksame Thermokraft p :

$$p_w = 11,6 \cdot 10^{-4} \cdot FS_0/n. \tag{44}$$

Die wirksame LORENZZahl erhält man aus Formel (15) zu:

$$L_w = \frac{L + L'}{2} = R_s F/2 n^* \Theta = 51,7 \cdot 10^{-8} \cdot RF/n^*. \tag{45}$$

Hierin ist n^* die Zahl sämtlicher Drahtpaare. (Bei nicht kompensierten Elementen ist $n^* = n$, bei kompensierten Thermosäulen ist $n^* = 2n$).

Damit ergibt sich die wirksame Thermometallzahl ω_w zu

$$\omega_w = p_w^2/2 L_w = \frac{16 \epsilon_s \Theta \cdot n^* FS_0^2}{\epsilon_v^2 n^2 R} = 1,4 \cdot \frac{n^*}{n^2} \cdot \frac{FS_0^2}{R}. \tag{46}$$

Die Gütezahl nach CLARK JONES ist:

$$M = \frac{3 L - 12}{TH_m} = 4,7 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{S_0^2 F}{TR}};$$

man findet also, daß die Gütezahl M proportional ist

$$M = 0,467 \sqrt{\frac{\omega_w}{T}} \sqrt{\frac{n^2}{1,4 n^*}}. \tag{47}$$

Kritische Besprechung einiger Thermoelemente

In Tab. 1 sind die Vergleichskennwerte 27 Elementen aufgeführt, einzelne Thermoelemente sollen näher besprochen werden, um die Anwendung der oben entwickelten wirksamen Materialwerte zu zeigen.

Das Weyrich-Thermoelement [5] wurde lange in der Ultrarot-Spektroskopie gebraucht; es kann in Luft oder evakuiert verwendet werden. Es ist ein symmetrisches Element, dessen Thermodrähte aus Wismut und Antimonlegierungen hergestellt sind. Beide Lötstellen sind mit Empfängerflächen versehen. Betrachtet man das evakuierte Element Nr. 2, so rechnet man eine wirksame Thermokraft $p_w = 100 \mu V/^{\circ}C$ und eine wirksame LORENZZahl von $\omega_w = 10 \cdot 10^{-8}/V^2 grad^2$ daraus ergibt sich eine wirksame Metallzahl von $\omega_w = 0,05$. Man kann aus diesen Zahlen schließen, daß der Wärmewiderstand der Drähte richtig bemessen ist, da sich die wirksame Thermokraft der Drähte stark der tatsächlichen nähert, andererseits ist jedoch die wirksame LORENZZahl zu hoch, was auf viel schädlichen Widerstand schließen läßt, dies bedingt auch die verhältnismäßig kleine wirksame Metallzahl. Es ist anzunehmen, daß die Thermodrähte zu lang und zu dick bemessen sind.

ermutung, die durch die hohe Zeitkonstante bedingt wird.

Hornig-O'Keefe-Thermoelement [6] (Nr. 4). Die Rechnung ergibt für die wirksame Thermokraft $2 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ für die wirksame LORENZZahl $L_w = 0 \cdot 10^{-8}$ und für die wirksame Metallzahl $\omega_w = 0,04$. Die wirksame Thermokraft klein gegen die thermoelektrische Thermokraft ($120 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ für die angegebene Legierung $\text{Bi} + 3\% \text{Sb} \rightarrow \text{Bi} + 5\% \text{Sn}$), aber die wirksame LORENZZahl ist klein ($L_w = 3,5 \cdot 10^{-8}$). So aus diesen Werten zu schließen, daß Wärmewiderstand oder Empfängerfläche zu klein sind. Die thermoelemente besitzen äußerst kurze Thermodrähte (0,3 mm) wodurch die kleine Zeitkonstante erreicht wird. Dieser kleinen Länge würde die Empfängerfläche entsprechen.

Faltelemente. Das Harris-Thermoelement [13] besitzt 50 Lötstellen ($n = n^* = 50$) und Thermoelemente aus Wismut und Antimon. Die wirksamen Werte sind: $p_w = 1 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$, $L_w = 7 \cdot 10^{-8}$ und $\omega_w = 1 \cdot 10^{-6}$. Die wirksame Thermokraft ist hier deutlich niedrig, eine Tatsache, die bei Bandenbreiten fast immer beobachtet werden kann, da die Empfängerfläche sich nicht vergrößern läßt, ohne daß auch die Breite der Thermodrähte wächst und mit ihr der Wärmewiderstand. Das günstigste Maß sinkt, die JOHANSEN-Bedingung ist nicht erfüllt. Die Faltelemente von Harris opfern die Empfindlichkeit zugunsten der Tragfähigkeit durch die kurzen Thermodrähte stark gesenkt. Als Beispiel dieses Elementes zeigt, daß es bei Bandenbreiten nicht möglich ist ohne starke Einbuße an Empfindlichkeit die Wärmeableitung aus den Empfängerflächen zu vergrößern, um kleinere Zeitkonstanten zu erreichen.

Harris & Scholp-Thermoelemente [5] (Nr. 17) besitzen eine sehr hohe wirksame Thermokraft $p_w = 5600/n$. Da die Zahl der Lötstellen nicht bekannt ist, ist keine genauere Aussage nicht gemacht werden. Die wirksame LORENZZahl $L_w = 56000/n^* \cdot 10^{-8} \text{V}^2 \text{grad}^{-2}$ und die wirksame Metallzahl $\omega_w = 0,056 \cdot n^*/n^2$. Man annimmt, daß $n = 10$ und $n^* = 20$ ist, so kommt man auf: $p_w = 560 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$, $L_w = 2800 \cdot 10^{-8} (\text{V}^2 \text{grad}^{-2}) = 0,0112$. Es scheint also die hohe Empfindlichkeit durch Verwendung von Halbleitern erzielt zu sein. Bezeichnend ist, daß die wirksame Metallzahl von Thermosäulen stets niedriger ist als die von Einzelementen, der Störpegel für die Messung also immer höher liegen wird.

Thermoelemente. Die Schwarz-Hilger-Thermoelemente [7], [26] (Nr. 21). Diese Thermoelemente vom Typ zeigen hohe wirksame Thermokraft $p_w = 290 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$, eine wirksame LORENZZahl von $L_w = 14,5 \cdot 10^{-8} (\text{V}^2 \text{grad}^{-2})$ und eine wirksame Metallzahl $\omega_w = 0,22$. Es ist interessant festzustellen, daß die thermoelemente verwendeten Halbleiter (p_w und L_w darauf schließen) eine so hohe Thermometallzahl ergeben. Das Element (Nr. 22) scheint an der Grenze des Erreichbaren zu liegen, seine wirksame Thermokraft ist $290 (\mu\text{V}/^\circ\text{C})$, die wirksame LORENZZahl: $L_w = 14,5 \cdot 10^{-8} (\text{V}^2 \text{grad}^{-2})$. Es sind hier thermoelemente keine ausgesprochenen Halbleiter verwendet, sondern Legierungen, die bereits Halbleitereigenschaften zeigen. Mit der wirksamen Thermokraft von $\omega = 0,29$, die an die Grenze des bisher

bekannten heranreicht und der Zeitkonstante von $T = 0,03$ sek ist hier ein Thermoelement geschaffen, das nur schwer mehr überboten werden kann.

Die **Perkin-Elmer-Thermoelemente** (Nr. 27) besitzen eine wirksame Thermokraft $p_w = 48 (\mu\text{V}/^\circ\text{C})$ eine wirksame LORENZZahl von $L_w = 4,2 \cdot 10^{-8}$ und eine Thermometallzahl von $\omega_w = 0,056$. Die niedere LORENZZahl läßt schließen, daß hier keine Halbleiter verwendet sind, sondern Legierungen der üblichen Art. Die wirksame Thermokraft erscheint verhältnismäßig niedrig, was darauf zurückzuführen ist, daß der Wärmewiderstand klein ist. Im Widerstand des Thermoelementes ist noch der Widerstand des Empfängerstreifens enthalten, der einige Ohm beträgt und als schädlicher Widerstand wirkt.

Die obigen Bemerkungen zu den Thermoelementen geben nur einen kleinen Überblick über die Möglichkeiten, die die Einführung der „wirksamen Materialwerte“ bietet. Es ist mit ihrer Hilfe möglich, ein Thermoelement zu analysieren, Aufschluß über die verwendeten Metalle zu bekommen und darüber, wie weit dieses Element noch verbesserungsfähig ist.

Die Berechnung der wirksamen Thermometallzahl erscheint besonders wichtig, weil sie allein es ermöglicht zu beurteilen, wie nahe ein Thermoelement der theoretischen Grenze gekommen ist. Leider liegen über Legierungen nur wenige Messungen vor, es wäre also sehr wünschenswert wenn die Thermometallzahlen von Zwei- und Mehrstofflegierungen systematisch untersucht würden. Besonders interessant scheinen jene Legierungen zu sein, die an der Grenze zwischen Leitern und Halbleitern liegen. Ebenso fehlt noch eine Theorie, die eine Grenze der Thermometallzahl anzugeben gestattet. Hier sind noch viele Untersuchungen zu machen.

Literatur. [1] VAN ZANDT WILLIAMS: Rev. sci. Instruments **19**, 135 (1948). — [2] LECOMTE, J.: Techniques Generales du Laboratoire de Physique. Paris (1947) Ed: CNRS. — [3] JONES, R. CLARK: J. opt. Soc. America **37**, 879 (1947). — [4] JONES, R. CLARK: J. opt. Soc. America **39**, 327 (1949). — [5] JONES, R. CLARK: J. opt. Soc. America **39**, 344 (1949). — [6] HORNIG, DONALD F. and B. J. O'KEEFE: Rev. sci. Instruments **18**, 474 (1947). — [7] TELKES, M.: J. appl. Physics **18**, 1116 (1947). — [8] FELLGETT, P. W.: The Proc. of the Phys. Soc. **62**, 351 (1949). — [9] CARRY, H. and K. P. GEORGE: Rev. sci. Instruments **20**, 962 (1949). — [10] CRANE, R. A. and F. E. BLACET: Rev. sci. Instruments **21**, 3 (1950). — [11] BAYLE, A.: Comm. Inst. Optique **5**, 36 (1944). — [12] ROESS, L. C. and E. N. DACUS: Rev. sci. Instruments **16**, 164 (1945). — [13] HARRIS, L.: J. opt. Soc. America **36**, 597 (1946). — [14] SCHWARZ, E.: Rev. sci. Instruments **20**, 962 (1949). — [15] GEILING, L.: Ann. des Telecomm. **5**, 597 (1950). — [16] GEILING, L.: Franz. Patent Nr. 592 016 v. 13. 6. 1950. — [17] Liste der Hilger & Watts Ltd. (London). — [18] LISTON, M. D.: J. opt. Soc. America **37**, 515 (1947). — [19] LISTON, M. D.: Rev. sci. Instruments **18**, 373 (1947). — [20] STRONG: Procedures in Experimental Physics. New York 1947. — Ed. Prentice Hall Inc. — [21] GEILING, L.: Diss. T. H. Darmstadt (1944). — [22] GEILING, L.: Bull. Schweiz. elektrotechn. Ver. **14**, 536 (1950). — [23] HARRIS, L. and A. E. SCHOLP: J. opt. Soc. America **30**, 519 (1940) und **31**, 25 (1941). — [24] COBLENTZ, W. W.: Bull. Bur. Stand. USA **13**, 444 (1916). — [25] JOHANSEN, E. S.: Ann. d. Physik **33**, 517 (1910). — [26] SCHWARZ, ERNST: Brit. Patent 578 187 und 578 188 (1941). — [27] HETTNER: Z. Physik **117**, 74 (1941). — [28] KAPPLER: Z. Naturforsch. **1**, 560 (1946).

Dr.-Ing. L. GEILING, Courcelle s/Yvette,
Chemin de Gometz (Seine et Oise) Frankreich.

Verzeichnis der Originalarbeiten und zusammenfassenden Berichte geordnet nach Sachgebieten.

1. Persönliches.

- JOOS, G.: JONATHAN ZENNECK achtzig Jahre alt. 81.
KRAUTZ, E.: DR. ERNST FRIEDRICH zum Gedächtnis. 396.
Nachruf SOMMERFELD. 241.
WELKER, H.: WALTER SCHOTTKY zum 65. Geburtstag. 280.

2. Mechanik.

Verschiedenes.

- GOTTWALD, F., u. A. WESP.: Das Schwinglager als reibungsarme Feinlagerung. 345.
KERN, J.: Die Festigkeit temperatur- und druckbelasteter Hohlkörper unter besonderer Berücksichtigung der Höchstdrucklampen. 321.
RAMSAUER, C.: Über die Demonstration der Begriffe Masse und Gewicht. 144.

Messung mechanischer Größen.

- EBERHARDT, E.: Die Beugung elektromagnetischer Wellen am dielektrischen Zylinder als Verfahren zur Dickenmessung von Quarzfäden. 242.
GRAF, A.: Ein neues Meß- und Schreibgerät für mikrobarometrische Untersuchungen, insbesondere Höhenmessungen. 107.
KAPPLER, E.: Über die Härte II. Zusammenhang der neuen Härte mit der Brinellhärte. 165.
STEFANIAK, H. St.: Pitotrohr, Zylinder- und Zweifinger-sonde als Staudruckmeßgeräte. 181.

Akustik, Ultraschall.

- BIERL, R.: Über den wahren Frequenzgang bei der Aufnahme und Wiedergabe nach dem Magnettonverfahren. 161.
KNESER, H. O.: Über die Dämpfung schwingender zylindrischer Stäbe durch das umgebende Medium. 113.
RUST, H. H.: Ultraschall-Erzeugung mittels Volumenmagnetostraktion. 9.
RUST, H. H., u. P. PILZ: Die Wirkkomponenten der Ultraschallerzeugung mit Hilfe von ferromagnetischen Sedimenten. 379.
SCHMITZ, W., u. L. WALDICK: Über Leistungsmessungen an Ultraschallquarzen. 281.
SPANDÖCK, F.: Das Windgeräusch und die Schallübertragung in der freien Atmosphäre. 228.
VOELZ, K.: Die Dämpfung akustischer Resonatoren. 67.
— Die Dämpfung schwingender Körper durch die Reibung am umgebenden Medium. 185.

Strömende Medien.

- GERBES, W.: Zur instationären, laminaren Strömung einer inkompressiblen, zähen Flüssigkeit in kreiszylindrischen Rohren. 267.
HARRIES, W.: Molekularströmung durch zusammengesetzte Rohrleitungen. 296.
ROESLER, F. C.: Über die Ausscheidung von Gasen aus laminar bewegten Flüssigkeiten. 376.

3. Wärme.

Messung von thermischen Größen.

- GEHLING, L.: Das Thermolement als Strahlungsmesser. 467. (Bericht.)
PLATO, G.: Zur gravimetrischen Bestimmung thermischer Kenngrößen bei Kunststoffen. 263.

Wärmeleitung, Konvektion.

- SENFTELEBEN, H.: Die Wärmeabgabe von Körpern verschiedener Form in Flüssigkeiten und Gasen bei freier Strömung. 361.

4. Elektrizität und Magnetismus.

Verschiedenes.

- DREYER, H. J.: Einrichtung zum lichtelektrischen Abtasten gezeichneter Kurven. 453.

- GEIST, D.: Der Diodengleichrichter. 32.
KOSSEL, W.: Zur Halterung von Hochspannungskörpern. 1.
LIEDER, H.: Ein neuer elektrischer Effekt bei der Eiskristallbildung durch Vergrauung in natürlichen unterkühlten Nebeln. 247.
— Vergrauungselektrisierung als eine Ursache der Witterelektrizität. 288.
ROSENHAMER, H.: Wandernde Oberschwingungen. 1.
RUKOP, H.: Diagramme für Schaltungen aus Zweigen und derselben Impedanzklasse. 153.

Elektromagnetische Wellen.

- EBERHARDT, E.: Die Beugung elektromagnetischer Wellen am dielektrischen Zylinder als Verfahren zur Dickenmessung von Quarzfäden. 242.
GOUBEAU, G.: Über die ZENNECKSche Bodenwelle. 10.
HÖLLER, P.: Zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen von Land nach See und umgekehrt (Teil I). 424.
MEIXNER, J., u. W. KLOEPFER: Theorie der ebenen Spalt-Antenne. 171.
OTT, H.: Die Bodenwelle eines Senders. 123.
— Bemerkung über die Grenzfrequenz in dielektrischen Platten. 456.
SCHMIDT, H. M.: Zylindrische Oberflächenwellenleiter (Bericht.)
SCHUMANN, W. O.: Über longitudinale und transversale Wellen in homogenen bewegten Plasmen.
SEVERIN, H., u. W. v. BAECKMANN: Beugung elektromagnetischer Zentimeterwellen an metallischen und dielektrischen Scheiben. 22.

Ionosphärenphysik.

- BECKER, W.: Ein Beitrag zur Frage der Dreifachausbreitung in der Ionosphäre. 83.
DIEMINGER, W.: Über Echolotungen der Ionosphäre bei schrägem Einfall. 90.
EYERIG, R.: Beiträge zur Höhengschwankung der F₂-Schicht der Ionosphäre. 96.
POEVERLEIN, H.: Einfluß des Erdmagnetfelds auf Gruppengeschwindigkeit und Laufzeit von Radiowellen in der Ionosphäre. 135.
RAWER, K.: Seitliche Strahlauslenkung bei Reflexion an inhomogenen Ionosphärenschicht. 226.

Dielektrika, Isolatoren.

- FRANZ, W.: Der Mechanismus des elektrischen Durchschlags fester Isolatoren. 72. (Bericht.)
STRIGEL, R.: Über eine Möglichkeit, die Stoßspannung in Linienbändern von Transformatorenöl zu beeinflussen.

Gasentladungen.

- HINZPETER, A.: Normaler Kathodenfall und Zündspannung zur Messung kleiner Luftfeuchtigkeiten bei der Vakuumtrocknung. 216.
MÜLLER-LÜBECK, K.: Über die ambipolare Raumladungströmung bei ebenen Elektroden. 409.
WENZL, F.: Wandströme, Ionenbeweglichkeit und Leitfähigkeit im Plasma. 332.

Halbleiter.

- KRAUTZ, E.: Bericht über die Halbleiter-Tagung vom 15. Juli 1950 in Reading (England). 35. (Bericht.)

Höchstfrequenzen.

- GEBAUER, R., u. H. KOSMAHL: Die Abhängigkeit der Frequenzleistung eines Trifftrohres von der Gleichstromleistung. 449.
GUNDLACH, F. W., u. K. SCHÖRKEN: Der Einfluß der Feldemission auf den Schwingungsvorgang im schlitzen Magnetron. 416.
KADEN, H.: Loch- und Schlitzkopplungen zwischen Koaxialleitungssystemen. 44.
KLEIN, W.: Über den Einfluß von Kreislöchern in elektromagnetischen Hohlraumresonatoren. 253.

Magnetismus.

- TH., u. F. BAUR: Der Frequenzgang der magnetischen Nachwirkung bei Massekernen. 373.
 LLER, R., H. WILDE, u. G. HOFFMANN: Über systematische Zusammenhänge zwischen der Hysterese, dem Verhalten der Nichtlinearitätsprodukte und der RICHTER-Nachwirkung. 401.
 KI, M.: Meßergebnisse an hochpermeablen Ferritn. 5.

Elektrische Meßtechnik.

- , u. K. B. WESTENDORF: Ein Meß-Widerstand für Frequenz. 29.
 RUP, F.: Kennlinienmessungen an Gleichrichtern bei verschiedenem Oberwellengehalt. 14.

Elektronen- und Ionenoptik.

- E.: Von BRAUNS Röhre zum „Fernfokus“. 88.
 TEDT, G., u. O. RANG: Die elektrostatische Linse als auflösendes Geschwindigkeitsfilter. 187.
 M.: Elementare Theorie der Elektronenstrahlerzeugen mit Triodensystemen. I. Eigenschaften des statischen Feldes der gebräuchlichen Strahlensysteme. 441.
 A.: Methodik und Anwendung der Elektronenbeugung in der Industrieforschung I. 349. (Bericht.)
 odik und Anwendung der Elektronenbeugung in der Industrieforschung II. 382. (Bericht.)
 e, W.: Graphische Methode zur näherungsweise Bestimmung von Trägerbahnen in elektrostatischen Feldern unter Berücksichtigung des Raumladungseinflusses. 189.
 G.: Zur Dioptrik elektrostatischer Elektronenlinsen

Röntgenstrahlen.

- , R.: Zur Auswertung von Rückstrahlaufnahmen röntgenographische Spannungsmessungen.
 R.: Der Stand der Röntgendosimetrie. 191. (Bericht.)
 AMPFF, H.: Zur Summationswirkung bei der Röntgenstrahlung vieler gleichartiger Schichten. 118.
 R., u. G. THOMER: Röntgenblitzaufnahmen von Kristallen in festen, flüssigen und gasförmigen Medien.

Verstärkertechnik.

- BERGER, K.: Experimentelle Untersuchung der Verstärkungserscheinungen, die die Verstärkung von Hochspannungs- und Tiefstfrequenzverstärkern betreffen. 1.
 H.: Die Germaniumtriode. 231. (Bericht.)

5. Optik.*Reflexion, Interferenz, Beugung, Absorption.*

- EBERHARDT, E.: Die Beugung elektromagnetischer Wellen am dielektrischen Zylinder als Verfahren zur Dickenmessung von Quarzfäden. 242.
 KEUSSLER, V. v.: Über eine einfache Anordnung zur quantitativen Bestimmung des Absorptionsverlaufs im Ultraviolett. 110.
 MENZEL, E.: Ausfallende Reflexe bei Schwenkaufnahmen an größeren Kristallen. 21.
 — Phasenkontrast-Verfahren. 308. (Bericht.)
 SCHRÖDER, H.: Über die Lichtteilungsfunktionen dünner Mehrschichten und ihre Anwendungen. 53.

Physiologische Optik.

- ZETSCHKE, H.: Über den Einfluß der Farbe auf die stereoskopische Meßgenauigkeit. 303.

Pyrometrie.

- EULER, J., u. W. SCHNEIDER: Über die Meßgenauigkeit bei Fadenpyrometern. 459.
 EULER, J.: Zur Temperatur des positiven Kraters im Graphit-Normalbogen nach MCPHERSON. 260.

6. Aufbau der Materie.*Elementarteilchen, Korpustularstrahlung.*

- BAGGE, E., F. BECKER, u. G. BEKOW: Die Bildungsgeschwindigkeit von Nebeltropfen in der Wilsonkammer. 201.

Struktur des festen Körpers.

- GLOCKER, R.: Zur Auswertung von Rückstrahlaufnahmen für röntgenographische Spannungsmessungen. 212.

7. Sonderfragen.

- EBERHARDT, E., H. KERN, u. H. KLUMB: Untersuchungen an Quarzfäden. 209.
 LUFT, K. F.: Über eine neue Methode der magnetischen Sauerstoffanalyse. 300.
 MÜLLER-COSNA, CHR., u. H. MAIER-LEIBNITZ: Zur Formel des Aspirationspsychrometers. 343.
 OPPELT, W.: Der Stand der Regelungstechnik in England und USA. 432. (Bericht.)
 PUTSCHBACH, R.: Fehleruntersuchungen an Koordinatenschreibern mit Lichtzeichern. 329.

Autorenverzeichnis.

(A) bedeutet Originalarbeit, (Ber) zusammenfassender Bericht, (Pers) Persönliches.

- | | | | |
|--------------------|--------------------------|-----------------------------|----------------------------|
| E. 201 (A). | Gundlach, F. W. 416 (A). | Lüder, H. 288 (A). | Schall, R. 41 (A). |
| 373 (A). | Harries, W. 296 (A). | Luft, K. F. 300 (A). | Schmidt, H. M. 272 (Ber). |
| W. 83 (A). | Hinzpeter, A. 216 (A). | Maier-Leibnitz, H. 343 (A). | Schmitz, W. 281 (A). |
| F. 201 (A). | Hoffmann, G. 402 (A). | Meixner, J. 171 (A). | Schneider, W. 459 (A). |
| ann, W. v. 22 (A). | Holler, P. 424 (A). | Menzel, E. 308 (Ber). | Schröken, K. 416 (A). |
| G. 201 (A). | Jaeger, R. 191 (Ber). | Menzel, E. 21 (A). | Schröder, H. 53 (A). |
| 161 (A). | Jerrentrup, F. 14 (A). | Möllenstedt, G. 187 (A). | Schumann, W. O. 178 (A). |
| E. 88 (A). | Joos, G. 81 (Pers). | Müller-Cosna, Chr. 343 (A). | Senftleben, H. 361 (A). |
| ger, W. 90 (A). | Kaden, H. 44 (A). | Müller-Lübeck, K. 409 (A). | Severin, H. 22 (A). |
| H. J. 453 (A). | Kappler, E. 165 (A). | Oppelt, W. 432 (Ber). | Spandöck, F. 228 (A). |
| dt, E. 209 (A). | Kern, H. 209 (A). | Ott, H. 123 (A). | Stahl, A. 349 (Ber). |
| dt, E. 242 (A). | Kern, J. 321 (A). | Ott, H. 456 (A). | Stahl, A. 382 (Ber). |
| Th. 373 (A). | Keußler, V. v. 110 (A). | Pilz, P. 379 (A). | Stefaniak, H. St. 181 (A). |
| 260 (A). | Klein, W. 253 (A). | Plato, G. 263 (A). | Strigel, R. 156 (A). |
| 459 (A). | Kloepfer, W. 171 (A). | Ploke, M. 441 (A). | Thomer, G. 41 (A). |
| R. 96 (A). | Klumb, H. 209 (A). | Poeverlein, H. 135 (A). | Voelz, K. 67 (A). |
| ler, R. 402 (A). | Kneser, H. O. 113 (A). | Putschbach, R. 329 (A). | Voelz, K. 185 (A). |
| W. 72 (Ber). | Kornetzki, M. 5 (A). | Ramsauer, C. 144 (A). | Walcher, W. 189 (A). |
| r, R. 449 (A). | Kosmahl, H. 449 (A). | Rang, O. 187 (A). | Waldick, L. 281 (A). |
| L. 467 (Ber). | Kossel, W. 117 (A). | Rawer, K. 226 (A). | Welker, H. 280 (Pers). |
| D. 32 (A). | Krautz, E. 35 (Ber). | Roesler, F. C. 376 (A). | Wendt, G. 219 (A). |
| W. 267 (A). | Krautz, E. 396 (Pers). | Rosenhamer, H. 147 (A). | Wenzl, F. 332 (A). |
| , R. 212 (A). | Kronenberger, K. 1 (A). | Rukop, H. 153 (A). | Wesp, A. 345 (A). |
| ld, F. 345 (A). | Kulenkampff, H. 118 (A). | Rust, H. H. 379 (A). | Westendorf, K. B. 29 (A). |
| u, G. 103 (A). | Lappe, F. 29 (A). | Rust, H. H. 9 (A). | Wilde, H. 402 (A). |
| 107 (A). | Lüder, H. 247 (A). | Salow, H. 231 (Ber). | Zetsche, H. 303 (A). |

Verzeichnis der Buchbesprechungen.

(Die Namen der Autoren sind in Klammern gesetzt.)

- ANGERER, E. v.: Wissenschaftliche Photographie. Eine Einführung in Theorie und Praxis (*Scheibe*). S. 360.
- BAUDISCH, K.: Energieübertragung mit Gleichstrom hoher Spannung (*A. Leonhard*). S. 398.
- BERGMANN, F.: Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik (*W. Meißner*). S. 280.
- BERGMANN, L., u. CL. SCHÄFER: Lehrbuch der Experimentalphysik. II. Band: Elektrizitätslehre (*Joos*). S. 320.
- BLASCHKE, W.: Einführung in die Differentialgeometrie (*G. Bol*). S. 239.
- BOMKE, H., u. J. GEFAHRT: Einführung in die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Leitungen und Hohlkabeln (*H. Buchholz*). S. 439.
- CREMER, L.: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik. Band 3, Wellentheoretische Raumakustik (*E. Wintergerst*). S. 40.
- DILLENBURGER, W.: Einführung in die neue Deutsche Fernsehtechnik (*H. Meinke*). S. 200.
- DOETSCH, G.: Handbuch der Laplace-Transformation (*G. Eckart*). S. 318.
- Ergänzungsblätter zu Zeitsignalen (*G. U. Schubert*). S. 40.
- FELDTKELLER, R.: Einführung in die Theorie der Spulen und Übertrager mit Eisenblechkern (*H. Buchholz*). S. 438.
- FINKELNBURG, W.: Einführung in die Atomphysik (*Joos*). S. 400.
- FLEGLER, E.: Grundgebiete der Elektrotechnik (*Näbauer*). S. 80.
- FÖPPL, L., u. E. MÖNCH: Praktische Spannungsoptik (*Joos*). S. 317.
- FÖRSTER, TH.: Fluoreszenz organischer Verbindungen (*Scheibe*). S. 360.
- GANS, R.: Vektoranalysis (*J. Heinhold*). S. 80.
- GRAMMEL, R.: Der Kreisel, seine Theorie und seine Anwendungen. (*Hamel*). S. 39.
- GUNDLACH, F. W.: Grundlagen der Höchstfrequenztechnik (*H. Kaden*). S. 239.
- HAMEL, G.: Theoretische Mechanik (*G. U. Schubert*). S. 439.
- HAPPACH, V.: Ausgleichsrechnung (*J. Heinhold*). S. 316.
- HERRMANN, G., u. S. WAGENER: Die Oxydkathode, 2. Teil; Technik und Physik (*W. Meißner*). S. 317.
- HUND, F.: Einführung in die theoretische Physik. 5. Band: Atom- und Quantentheorie (*G. U. Schubert*). S. 439.
- JAECKEL, R.: Kleinste Drucke, ihre Messung und Erzeugung (*H. Ebert*). S. 40.
- KÜPFMÜLLER, K.: Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung (*H. Buchholz*). S. 199.
- LENSE, J.: Reihenentwicklungen in der mathematischen Physik (*G. U. Schubert*). S. 440.
- LEONHARD, A.: Die selbsttätige Regelung. Theoretische Grundlagen mit praktischen Beispielen (*H. Stefaniak*). S. 38.
- LIENEWEG, F.: Temperaturmessung (*Hoffmann*). S. 200.
- MARGUERRE, K.: Neuere Festigkeitsprobleme des Ingenieurs. Ausgewählte Kapitel (*W. Kaufmann*). S. 240.
- MASING, G.: Lehrbuch der allgemeinen Metallkunde (*H. Borchers*). S. 319.
- MATZ, W.: Die Thermodynamik des Wärme- und Stoffaustausches in der Verfahrenstechnik (*R. Schlatterer*). S. 38.
- MAYER, H.: Physik dünner Schichten. Teil I: Herleitung, Dickenmessung, Optische Eigenschaften (*W. Meißner*). S. 399.
- MEGEDE, W. ZUR: Fortleitung elektrischer Energie in Leitungen in der Starkstrom- und Fernschaltung (*G. Vafiadis*). S. 240.
- MEINKE, H. H.: Felder und Wellen in Hohlleitern (*G. Vafiadis*). S. 317.
- MEINKE, H. H.: Die komplexe Berechnung von Wechselströmen (*Vafiadis*). S. 240.
- MIL, G.: Die Grundlagen der Mechanik (*A. Schoch*). S. 240.
- OLDENBOURG, R. C., u. H. SARTORIUS: Dynamik selbstregulierung. 1. Bd.: Allgemeine und mathematische Grundlagen, stetige und unstetige Regelungen, Linearitäten (*H. St. Stefaniak*). S. 399.
- OLLENDORF, F.: Die Welt der Vektoren; Einführung in Theorie und Anwendung der Vektoren, Tensor, Operatoren (*Heinhold*). S. 320.
- OPPELT, W.: Stetige Regelvorgänge (*H. Stefaniak*). S. 240.
- PALM, A.: Registrierinstrumente (*E. Wintergerst*). S. 240.
- PFLÜGER, A.: Stabilitätsprobleme der Elastostatik (*L. Föppl*). S. 240.
- PÖSCHL, TH.: Einführung in die analytische Mechanik (*Heinhold*). S. 40.
- PÖSCHL, TH.: Lehrbuch der technischen Mechanik. Band: Statik und Dynamik (*H. St. Stefaniak*). S. 400.
- RATHEISER, L.: Rundfunkröhren (*Näbauer*). S. 400.
- RICHTER, R.: Elektrische Maschinen, Band 5: Strommaschinen für ein- und mehrphasigen Wechselstrom (*Seitz*). S. 39.
- SCHMIDT, TH. E.: Die Wärmeleistung von berippten Flächen (*H. Hausen*). S. 320.
- SIEDENTOPF, H.: Grundriß der Astrophysik (*G. Vafiadis*). S. 200.
- SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik. Band VI. Partielle Differentialgleichungen der Physik (*G. U. Schubert*). S. 440.
- STRUTT, M. J. O.: Verstärker und Empfänger, Lehrbuch drahtlosen Nachrichtentechnik, 4. Band (*M. Meißner*). S. 400.
- TÖLKE, F.: Praktische Funktionenlehre. Band 1: Elementare und elementare transzendente Funktionen (*senfeld*). S. 397.
- TÖLKE, F.: Mechanik deformierbarer Körper. Der förmige Körper (*W. Kaufmann*). S. 397.
- TRENDELENBURG, F.: Einführung in die Akustik (*W. Meißner*). S. 360.
- Veröffentlichungen der wissenschaftlichen Photographien Agfa Band VII (*Joos*). S. 438.
- VOELKER-DOETSCH: Die zweidimensionale Laplace-Transformation, eine Einführung in ihre Anwendung zur Lösung von Randwertproblemen nebst Tabellen von Lösungen (*G. Eckart*). S. 398.
- WAGENER, S.: Die Oxydkathode. 1. Teil: Physikalische Grundlagen (*W. Meißner*). S. 317.
- WEIZEL, W.: Lehrbuch der Theoretischen Physik. 2. Struktur der Materie (*Fues*). S. 317.
- ZURMÜHL, R.: Matrizen. Eine Darstellung für Ingenieure (*J. Heinhold*). S. 318.